



# Composants actifs en optique intégrée pour l'interférométrie stellaire dans le moyen infrarouge

Samuel Heidmann

## ► To cite this version:

Samuel Heidmann. Composants actifs en optique intégrée pour l'interférométrie stellaire dans le moyen infrarouge. Optique / photonique. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : 2013GRENT096 . tel-01199463v2

**HAL Id: tel-01199463**

**<https://theses.hal.science/tel-01199463v2>**

Submitted on 11 Jan 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Optique et Radiofréquence**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Samuel Heidmann**

Thèse dirigée par **Pierre BENECH** et  
codirigée par **Guillermo MARTIN**

préparée au sein de l'**Institut de Planétologie et  
d'Astrophysique de Grenoble (IPAG)**  
dans l'**École Doctorale EEATS**

# Composants Actifs en Optique Intégrée pour l'Interférométrie Stellaire dans le Moyen Infrarouge

Thèse soutenue publiquement le **19/12/2013**,  
devant le jury composé de :

**Mme Nadège COURJAL**

Maître de Conférence à FEMTO-ST, Besançon, Examineur

**M. Jean-Philippe BERGER**

Astronome à l'European Southern Observatory, Examineur

**M. Marc OLLIVIER**

Astronome à l'Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay, Examineur

**M. Pierre KERN**

Ingénieur de Recherche à l'IPAG, Grenoble, Examineur

**M. Bruno LOPEZ**

Astronome au CNAP, Observatoire de la Côte d'Azur, Nice, Rapporteur

**M. Lucas LABADIE**

Professeur Titulaire à l'Université de Köln, Rapporteur





## Résumé/Abstract

L'observation d'exoplanètes et plus généralement de l'environnement proche de jeunes étoiles représente une double difficulté observationnelle : la faible séparation angulaire entre l'étoile et la planète (ou son environnement tel qu'un disque protoplanétaire) et le contraste de flux. L'une des techniques permettant de surmonter ces difficultés est l'interférométrie en frange noire. Deux télescopes pointent un système étoile planète/disque et les pupilles sont recombinaées de telle manière que les photons issus de l'étoile interfèrent destructivement alors que ceux issus de la planète/disque interfèrent constructivement. Les contraintes instrumentales sont très fortes pour garantir une extinction suffisante de l'étoile, tant en terme de différence de marche optique (de l'ordre du nanomètre) que d'équilibre photométrique (4% minimum pour obtenir un taux d'extinction de 40dB). La bande L (3.4 - 4.1 $\mu$ m) est adaptée à l'observation de matière froide, car le rapport de flux entre la planète (ou poussière stellaire) et son étoile présente un minimum de l'ordre de  $10^{-4}$  après 3 $\mu$ m, ce qui rend la bande L particulièrement attractive pour ce genre d'observations. Parce que les silicates et le verre ne permettent pas de construire des guides atteignant la bande L, il n'existe pas aujourd'hui d'instrument mature fonctionnant dans cette bande en optique intégrée. En effet, les contraintes instrumentales concernant l'interférométrie annulante peuvent être relaxées en utilisant un interféromètre intégré monomode, grâce au filtrage modal. Un instrument interférométrique intégré en bande L serait donc le bienvenu, mais cela nécessite un effort technologique de développement pour mettre au point une méthode de production de guides monomodes en bande L ainsi que de recombineurs intégrés.

Mon travail de thèse a consisté à développer de tels guides d'onde ainsi que des recombineurs permettant d'obtenir un taux d'extinction de  $10^{-4}$  sur la bande L. Le matériau choisi est le Niobate de Lithium ( $LiNbO_3$ ) dont la transparence en infrarouge moyen en fait un parfait candidat. Nous avons utilisé deux méthodes pour fabriquer les guides : l'échange protonique et la diffusion de Titane. Cette dernière méthode permet de guider les deux polarisations  $TE$  et  $TM$ . Comme le Niobate de Lithium est électro-optique, nous avons aussi travaillé à piloter le retard de phase entre les voies interférométriques de manière intégrée, sans pièce mécanique mobile, en appliquant un champ électrique au niveau du guide via des électrodes "on chip". L'effet électro-optique nous permet non seulement de faire varier la différence de marche entre les voies mais aussi de régler l'équilibre photométrique, ouvrant la voie à la réalisation d'un interféromètre intégré complet, léger, compact et robuste. J'ai donc cherché à caractériser et optimiser l'efficacité électro-optique du système afin d'obtenir une tension de commande inférieure à 15V. Le résultat est un interféromètre de type Y présentant deux Mach-Zehnders en entrée pour le réglage des photométries et offrant un taux d'extinction de 36.6dB en lumière monochromatique à 3.39 $\mu$ m. Le pilotage électro-optique étant très rapide ( $> \text{MHz}$ ), il devient alors possible de compenser les perturbations de phase induites par l'atmosphère (1kHz) en temps réel. Nous avons ainsi travaillé à construire un démonstrateur qui permet de compenser des retards de phases de l'ordre du kHz sans pièce mobile, garantissant, à 3.39 $\mu$ m, une différence de marche de l'ordre de 3nm. Nous avons aussi réalisé des coupleurs directionnels dont le taux de couplage peut être modulé via une tension de commande. L'application directe de cette technologie est un composant interférométrique 2TABCD ou 3TAC dont les défauts (déséquilibre des coupleurs) peuvent être corrigés par calibration.

The observation of exoplanets and more generally of the close environment of young stars represents an observational double difficulty : the small angular separation between the star and the planet (or its environment such as a protoplanetary disk) and contrast flux. One technique to overcome these difficulties is the nulling interferometry. Two telescopes target a star planet/disk system and the pupils are recombined in such a way that the photons from the star cause destructive interference while those from the planet/disk cause constructive interference. Instrumental constraints are very strong to ensure sufficient extinction of the star, both in terms of optical path difference (of the order of nanometers) than photometric balance (4% for a minimum extinction ratio 40dB). L-band (3.4-4.1 $\mu$ m) is adapted to the observation of cold matter, because the flux ratio between the planet (or star dust) and the star presents a minimum of  $10^{-4}$  order after 3 $\mu$ m, making the L-band particularly attractive for such observations. Because silicates and glass are not suitable to build guides reaching the L-band, there is currently no mature instrument in this band in integrated optics. Indeed, instrumental constraints on nulling interferometry can be relaxed by using a single-mode interferometer integrated, thanks to modal filtering. An interferometric instrument integrated L-band would be more than welcome, but needs a technology development effort to develop a method of producing L-band single-mode guides as well as integrated beam combiners.

My PhD work was to develop such single mode waveguides as well as beam combiners in order to obtain an extinction ratio of  $10^{-4}$  in the L-band. The selected material is lithium niobate ( $LiNbO_3$ ), the mid-infrared transparency makes it a perfect candidate. We used two methods to make the guides : proton exchange and Titanium diffusion. This latter allows to guide both TE and TM polarizations. As Lithium Niobate is electro-optic, we also worked to internally control the phase delay between channels without mobile mechanical part, applying an electric field at the guide via electrodes "on chip". The electro-optical effect allows us to not only vary the optical path delay between channels but also to settle the photometric balance, paving the way towards the realization of an integrated complete interferometer, lightweight, compact and robust. I therefore sought to characterize and optimize the electro-optical efficiency of the system to obtain a command voltage lower than 15V. The result is a "Y" interferometer presenting two Mach-Zehnders as input for photometric adjustment and offering an extinction ratio of 36.6dB in monochromatic light (3.39 $\mu$ m). Because the electro-optical drive is very fast ( $> \text{MHz}$ ), it becomes possible to compensate for the phase perturbations induced by the atmosphere (1kHz) in real time. We have worked to build a demonstrator which compensates phase delays of the order of kHz without mechanical mobile part and which guarantees, at 3.39 $\mu$ m, an optical path delay around 3nm. We also realized directional couplers whose coupling ratio can be adjusted via a control voltage. The direct application of this technology is an interferometric component 2TABCD or 3TAC whose defects (unbalanced couplers) can be electrically corrected by calibration.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Contexte : les objectifs astrophysiques</b>	<b>1</b>
1.1	Recherche d'exoplanètes . . . . .	2
1.1.1	Qu'est-ce qu'une exoplanète ? . . . . .	2
1.1.2	Bref historique . . . . .	3
1.1.3	Note sur l'intérêt de l'observation des disques . . . . .	3
1.2	Revue non exhaustive des techniques d'observation indirectes . . . . .	5
1.2.1	Perturbations dynamiques . . . . .	5
1.2.2	Perturbation photométrique : le transit . . . . .	6
1.3	Difficultés d'observation directe . . . . .	6
1.3.1	Télescopes monolithiques : facteurs limitant . . . . .	6
1.3.2	Rapport de flux étoile/planète . . . . .	8
1.3.3	Séparation angulaire . . . . .	9
1.3.4	Conclusion . . . . .	9
1.4	Vers la haute résolution angulaire . . . . .	10
1.4.1	L'interférométrie . . . . .	10
1.4.2	État de l'art du nulling et projets en cours . . . . .	11
1.5	Théorie sur l'interférométrie en frange noire . . . . .	15
1.5.1	Interférométrie stellaire . . . . .	15
1.5.2	Interférométrie en frange noire . . . . .	17
1.5.3	Sources de bruit dans la détection par interférométrie en frange noire . . . . .	22
1.5.4	Rapport signal/bruit : contributions . . . . .	25
1.5.5	Intérêt de la bande L . . . . .	27
1.5.6	Budget d'erreur dans le cas monochromatique . . . . .	29
1.5.7	La dispersion chromatique . . . . .	31
1.5.8	Relâchement des contraintes instrumentales . . . . .	41
1.6	Contexte à l'IPAG . . . . .	43
1.7	Conclusion . . . . .	44
<b>2</b>	<b>Nulling &amp; Optique intégrée active</b>	<b>45</b>
2.1	État de l'art de l'optique guidée en bande L . . . . .	46
2.2	Théorie sur l'optique guidée . . . . .	46
2.2.1	Principe du guidage : le guide d'onde plan . . . . .	47

2.2.2	Guides diélectriques diff :Ti en surface . . . . .	51
2.2.3	Note sur les guides réalisés par échange protonique (PE) . . . . .	52
2.3	Effet électro-optique : vers des interféromètres intégrés compacts . . . . .	53
2.3.1	L'effet Pockels dans le cas général . . . . .	54
2.3.2	L'effet Pockels dans le Niobate de Lithium . . . . .	55
2.3.3	Exaltation de l'effet électro-optique : cristaux photoniques . . . . .	59
2.3.4	Conclusion . . . . .	62
2.4	Quels composants actifs pour le haut contraste en bande L ? . . . . .	62
2.4.1	Jonction Y, contrôle de la phase . . . . .	63
2.4.2	Mach-Zehnder, contrôle de la photométrie . . . . .	64
2.4.3	Vers un interféromètre intégré complet : le double Mach-Zehnder . . . . .	65
2.4.4	Coupleur directionnel . . . . .	65
2.4.5	2TABCD : échantillonnage d'une frange . . . . .	70
2.5	Conclusion . . . . .	71
<b>3</b>	<b>Réalisation et caractérisation de guides en bande L</b>	<b>73</b>
3.1	Description du banc de caractérisation . . . . .	74
3.1.1	Cahier des charges . . . . .	74
3.1.2	Premières versions du banc . . . . .	75
3.1.3	Passage en large bande . . . . .	79
3.1.4	Autre idée de source large bande . . . . .	81
3.1.5	Évolution du banc : v.3 . . . . .	82
3.2	Simulations <i>BPM</i> & Réalisation d'un masque lithographique . . . . .	85
3.2.1	Présentation de la méthode . . . . .	85
3.2.2	Guides droits diffusion de titane . . . . .	86
3.2.3	Coupleurs directionnels . . . . .	88
3.2.4	Coupleurs asymétriques . . . . .	91
3.2.5	Réalisation des masques lithographiques . . . . .	92
3.3	Réalisation technologique de guides d'onde RALIS . . . . .	98
3.3.1	Ressources Humaines et Technologiques : FEMTO-ST . . . . .	99
3.3.2	Étapes de fabrication des guides Ti :diff . . . . .	99
3.3.3	Étapes de la réalisation des électrodes de contrôle . . . . .	101
3.4	Caractéristiques des guides en bande L RALIS . . . . .	102
3.4.1	Comportement modal . . . . .	102
3.4.2	Mesures de pertes . . . . .	104
3.5	Conclusion . . . . .	108
<b>4</b>	<b>Performances Interférométriques</b>	<b>111</b>
4.1	Résultats préliminaires . . . . .	112
4.1.1	Jonctions Y passives . . . . .	112
4.1.2	Jonctions Y actives . . . . .	115
4.1.3	Conclusion . . . . .	118

4.2	Optimisation du contraste : exploitation de l'effet électro-optique . . . . .	118
4.2.1	Méthode de mesure de nulling . . . . .	118
4.2.2	Senseur & suiveur de frange . . . . .	120
4.2.3	Mesure de contraste avec le double Mach-Zehnder . . . . .	128
4.2.4	Conclusion . . . . .	130
4.3	Caractérisation de l'effet électro-optique . . . . .	130
4.3.1	Mise à jour de l'efficacité électro-optique des composants . . . . .	130
4.3.2	Caractérisation de la dispersion induite par l'effet Pockels . . . . .	131
4.4	Coupleur directionnel actif : résultat préliminaire . . . . .	141
4.5	Conclusion . . . . .	143
<b>5</b>	<b>Discussion &amp; Perspectives</b>	<b>145</b>
5.1	Améliorations envisageables . . . . .	146
5.1.1	Cristaux Photoniques (PCs) . . . . .	146
5.1.2	Amélioration de la boucle de contrôle . . . . .	151
5.1.3	Le problème du flux dans le substrat . . . . .	153
5.2	Quel avenir pour le nulling en bande L ? . . . . .	154
5.2.1	Optique intégrée VS optique de volume . . . . .	154
5.2.2	La question de la polarisation . . . . .	154
5.2.3	Echange protonique . . . . .	155
5.3	Autres applications . . . . .	155
5.3.1	Spectrométrie en bande L . . . . .	155
5.3.2	Pionier en bande L ? . . . . .	162
<b>6</b>	<b>Conclusion Générale</b>	<b>163</b>
6.1	La bande L : un développement difficile . . . . .	164
6.2	Bilan et perspectives . . . . .	164
<b>A</b>	<b>Annexe 1</b>	<b>169</b>
<b>B</b>	<b>Annexe 2</b>	<b>175</b>
<b>C</b>	<b>Annexe 3</b>	<b>183</b>
<b>D</b>	<b>Annexe 4</b>	<b>191</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>201</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>211</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>217</b>





# Chapitre 1

## Contexte : les objectifs astrophysiques

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Recherche d'exoplanètes</b>	<b>2</b>
1.1.1	Qu'est-ce qu'une exoplanète ?	2
1.1.2	Bref historique	3
1.1.3	Note sur l'intérêt de l'observation des disques	3
<b>1.2</b>	<b>Revue non exhaustive des techniques d'observation indirectes</b>	<b>5</b>
1.2.1	Perturbations dynamiques	5
1.2.2	Perturbation photométrique : le transit	6
<b>1.3</b>	<b>Difficultés d'observation directe</b>	<b>6</b>
1.3.1	Télescopes monolithiques : facteurs limitant	6
1.3.2	Rapport de flux étoile/planète	8
1.3.3	Séparation angulaire	9
1.3.4	Conclusion	9
<b>1.4</b>	<b>Vers la haute résolution angulaire</b>	<b>10</b>
1.4.1	L'interférométrie	10
1.4.2	État de l'art du nulling et projets en cours	11
<b>1.5</b>	<b>Théorie sur l'interférométrie en frange noire</b>	<b>15</b>
1.5.1	Interférométrie stellaire	15
1.5.2	Interférométrie en frange noire	17
1.5.3	Sources de bruit dans la détection par interférométrie en frange noire	22
1.5.4	Rapport signal/bruit : contributions	25
1.5.5	Intérêt de la bande L	27
1.5.6	Budget d'erreur dans le cas monochromatique	29
1.5.7	La dispersion chromatique	31
1.5.8	Relâchement des contraintes instrumentales	41
<b>1.6</b>	<b>Contexte à l'IPAG</b>	<b>43</b>
<b>1.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>44</b>

---

La recherche d'exoplanètes s'inscrit dans le contexte de la recherche d'objets de faible masse. On classe aujourd'hui les astres en deux grandes catégories : les objets stellaires et sub-stellaires. Les premiers sont caractérisés par la présence d'une réaction thermonucléaire de fusion en leur centre. La pression de radiation engendrée par cette activité nucléaire de fusion compense la force gravitationnelle qui tend à effondrer l'objet sur lui-même. En d'autres termes, les objets stellaires sont les étoiles. Pour les objets sub-stellaires, il n'y a pas de réaction thermonucléaire de fusion car, en raison de leur faible masse, les conditions de pression et de température ne sont pas réunies pour l'amorcer. La limite entre les objets stellaires et sub-stellaires se situe autour de  $0.08M_S$  (masse solaire), soit environ  $80M_J$  (masse de Jupiter). Il existe encore une subdivision des objets sub-stellaires en deux catégories : les objets ayant une masse comprise entre  $13M_J$  et  $80M_J$  sont appelés "naines brunes" tandis que les objets ayant une masse inférieure à  $13M_J$  sont appelés "planètes". Cette subdivision correspond à la masse limite, déterminée par le calcul, permettant la fusion du deutérium : les naines brunes sont capables d'effectuer cette fusion alors que les planètes ne sont pas assez massives.

L'observation de planètes de masses et stades d'évolution variés permettra peut-être de répondre à des questions fondamentales sur leur formation, l'organisation dynamique des systèmes planétaires et sur nos origines. Mais leur détection pose deux problèmes majeurs. Tout d'abord le rapport de leur flux au regard de celui de l'étoile autour de laquelle elles gravitent. Ce contraste, qui peut varier de  $10^4$  pour des planètes géantes à  $10^{10}$  pour les planètes telluriques, a pour effet de noyer les photons issus de la planète dans le bruit de photons issus de l'étoile centrale. La seconde contrainte pour l'observation de planètes est la faible séparation angulaire avec leur étoile. Les contraintes instrumentales pour la détection de planète sont donc très fortes.

## 1.1 Recherche d'exoplanètes

### 1.1.1 Qu'est-ce qu'une exoplanète ?

On appelle "exoplanète" tout objet orbitant autour d'une étoile qui n'est pas le soleil. Cependant, après la découverte de naines brunes solitaires, aussi appelées "planètes flottantes", ainsi que d'objets de taille supérieure à Pluton dans le système solaire, l'UAI<sup>1</sup> a redéfini la définition de "planète" [1] :

"A "planet" is a celestial body that (a) is in orbit around the Sun, (b) has sufficient mass for its self-gravity to overcome rigid body forces so that it assumes a hydrostatic equilibrium (nearly round) shape, and (c) has cleared the neighbourhood around its orbit."

Cette définition ne donne pas de limite supérieure à la taille d'une exoplanète et ne tient pas compte des planètes dites "flottantes" qui n'orbitent pas autour d'une étoile (naines brunes solitaires). L'UAI a donc donné une définition précise d'une exoplanète [2] :

— "Objects with true masses below the limiting mass for thermonuclear fusion of deuterium (currently calculated to be 13 Jupiter masses for objects of solar metallicity)

---

1. Union Astronomique Internationale

that orbit stars or stellar remnants are "planets" (no matter how they formed). The minimum mass/size required for an extrasolar object to be considered a planet should be the same as that used in our Solar System.

- Substellar objects with true masses above the limiting mass for thermonuclear fusion of deuterium are "brown dwarfs", no matter how they formed nor where they are located.
- Free-floating objects in young star clusters with masses below the limiting mass for thermonuclear fusion of deuterium are not "planets", but are "sub-brown dwarfs" (or whatever name is most appropriate).

These statements are a compromise between definitions based purely on the deuterium-burning mass or on the formation mechanism, and as such do not fully satisfy anyone on the WGESP<sup>1</sup>. However, the WGESP agrees that these statements constitute the basis for a reasonable working definition of a "planet" at this time. We can expect this definition to evolve as our knowledge improves."

### 1.1.2 Bref historique

Jusqu'aux années 90, la zone de recherche et d'étude de planètes était cantonnée au système solaire. Il a fallu attendre la fin du  $XX^{\text{ème}}$  siècle pour que l'instrumentation permette d'observer au delà, motivée par le désir de connaissance et surtout par le désir de compréhension de la formation de la Terre ainsi que l'apparition de la vie. C'est en 1995 qu'est réalisée la première observation d'une exoplanète orbitant autour de son étoile [3], et en 2006, la première planète tellurique en orbite autour d'une étoile comme le Soleil est découverte [4]. Enfin, c'est en 2008 qu'est réalisée la première observation coronographique d'une exoplanète [5]. Depuis 1995, le nombre de planètes détectées par année a augmenté significativement, en même temps que les progrès de l'instrumentation, comme le montre la **Figure 1.1**. Sur la figure, les découvertes commencent en 1989, car certaines planètes ont été observées a posteriori par l'analyse d'anciennes données. A ce jour, 984 exoplanètes ont été observées.

Au delà du progrès du nombre de planètes découvertes par année, la limite de détection, en terme de masse, a aussi évolué depuis la début de la quête. En effet, on détecte des planètes de plus en plus petites grâce au développement de techniques d'observation toujours plus précises et variées. La planète la plus légère observée est *KOI – 1843b*, découverte en 2013 par transit. Son rayon est estimé à  $0.052R_J$ .

### 1.1.3 Note sur l'intérêt de l'observation des disques

Pour comprendre la formation et l'évolution des systèmes planétaires, les planètes ne sont pas les seuls objets d'intérêt. Les disques de débris peuvent posséder des asymétries ou des structures (anneau ou *gab*, amas) potentiellement expliquées par la présence de perturbateurs dynamiques tels que des planètes [7].

Même si l'état actuel des connaissances ne permet que d'émettre des hypothèses sur la formation des étoiles et des planètes, le schéma suivant est présenté comme classique. Un nuage de matière

---

1. Working Group on ExtraSolar Planets

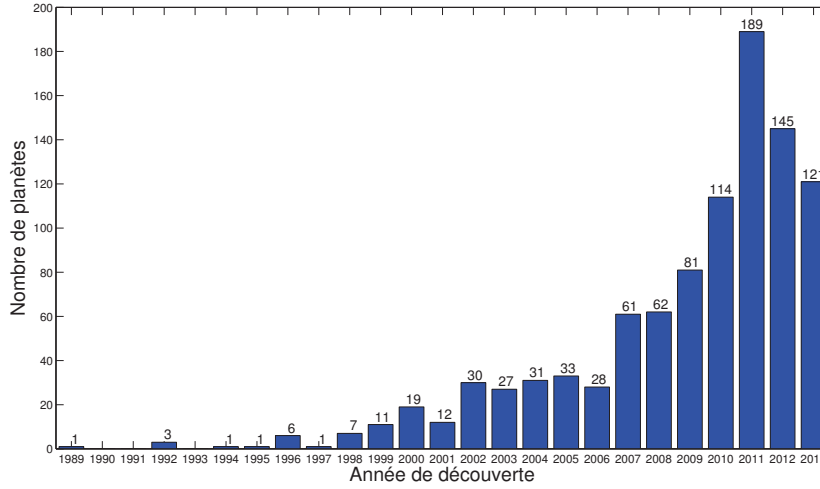


FIGURE 1.1 – Nombre de planètes détectées par année [6].

interstellaire, composé de gaz (essentiellement de l'hydrogène et de l'hélium) et de poussières, atteint un état critique et amorce sa contraction. Il se contracte en s'échauffant, et sa partie interne forme un cœur protostellaire massif : on a alors une protoétoile. La matière non accrétée sur le cœur s'aplatit en un disque. Dans le disque circumstellaire entourant la jeune étoile, les corpuscules plus denses (poussières, cristaux de glace, corps rocheux) sédimentent dans le plan équatorial et coagulent entre eux : on parle de disque protoplanétaire. Il est aujourd'hui bien établi que les systèmes planétaires prennent naissance dans ces disques protoplanétaires massifs ( $\approx 10^{-2}M_S$ ) et faisant suite à la phase d'effondrement de la nébuleuse protostellaire. Rapidement, des processus de dissipation (agglomération des corps solides en planétésimaux, planètes rocheuses et coeurs de planètes géantes gazeuses, accréition du gaz sur les coeurs rocheux, dissipation du gaz des processus de photo-évaporation...) font disparaître le disque primordial en un temps caractéristique d'environ 10 millions d'années. A l'issue de cette période, si la formation planétaire a eu lieu, le disque a perdu l'essentiel de son gaz, formé des planètes géantes gazeuses et formé une population de planétésimaux et embryons planétaires à partir desquels la formation des planètes telluriques va pouvoir se finaliser en quelques dizaines de millions d'années.

A ce stade, on a un système planétaire complet dans lequel subsiste une population de reliquats de formation planétaire sous forme de petits corps solides (astéroïdes, comètes). Cette population de planétésimaux évolue par collision ou évaporation cométaire, produisant de grandes quantités de poussières observables à des longueurs d'onde allant du visible au millimétrique. On parle alors de disques de débris, qui prennent souvent la forme d'anneaux. La plupart des disques résolus par les techniques d'imagerie classique ont une taille similaire à celle de la ceinture de Kuiper voire significativement plus importante (Fomalhaut possède un anneau à 130 UA<sup>1</sup>).

Ces disques froids (planétésimaux) sont plutôt bien connus observationnellement et théoriquement ce qui n'est pas le cas de leur contrepartie chaude (poussières) située à quelques UA de l'étoile :

1. Unité Astronomique

une région particulièrement intéressante puisqu'elle comprend la zone dite habitable. On regroupe ces disques de poussières chaudes sous le terme de disques exozodiacaux par analogie à la poussière zodiacale dans le système solaire.

Dans le cas du système solaire observé à 10 pc<sup>1</sup>, la brillance intégrée du nuage zodiacal est 100 à 10000 fois supérieure à celle de la Terre, selon la longueur d'onde d'observation. Nous n'avons en revanche que très peu de données au sujet des disques exozodiacaux autour d'autres étoiles, même si une étude récente [8] a montré la présence d'un disque circumstellaire (avec une émission atteignant environ 1% de celle de l'étoile) autour de 13 étoiles sur les 42 observées. Comme pour l'observation des planètes, le manque de données observationnelles sur les parties internes des disques de débris est dû à la faible séparation angulaire et au contraste important par rapport à leurs étoiles hôtes. Ces données (forme du disque, brillance, structures) pourraient nous renseigner sur les scénarii possibles de formation planétaire. Dans le cadre de la détection de planètes, on s'intéresse aux asymétries et aux structures du disque qu'il faut restituer pour identifier la planète. Mais dans le cas de la recherche d'exoplanètes par détection directe, la lumière du disque peut représenter une source de lumière parasite qui limiterait l'observation.

## 1.2 Revue non exhaustive des techniques d'observation indirectes

Comme introduit plus haut, l'observation directe des exoplanètes et des disques de poussières circumstellaires présentent des difficultés d'observation, si bien que la quasi totalité des observations ont été rendues possibles grâce à des techniques indirectes. Par "indirecte", on entend que l'on observe pas directement la planète mais son effet sur son étoile. Je reviendrai plus en détails sur les difficultés d'observation directe des exoplanètes dans la **Section 1.3**.

### 1.2.1 Perturbations dynamiques

Les mesures de perturbations dynamiques proposent de mesurer l'influence de la planète sur le mouvement de l'étoile. En effet, le couple étoile/planète tourne autour du barycentre du système, quasiment confondu avec celui de l'étoile compte tenu de leur différence de masse. Le déplacement de l'étoile est donc infime mais détectable dans une certaine mesure (distance de l'observateur, rapport des masses et rayon de l'orbite). Pour un système Soleil/Jupiter vu à 10 pc, l'amplitude du mouvement du Soleil est de 0.5 mas. Ce même écart tombe à 0.3µas pour un système Soleil/Terre vu à la même distance. Les méthodes de vitesses radiales et astrométriques sont basées sur ce phénomène de perturbation.

#### Vitesses radiales

La méthode des vitesses radiales mesure le décalage en longueur d'onde de l'émission de l'étoile en raison de son déplacement selon la ligne de visée. En effet, la perturbation dynamique engendrée par la présence d'un compagnon selon la ligne de visée implique un rapprochement ou un éloignement de l'étoile par rapport à l'observateur. Il en résulte un décalage, par effet Doppler, de son spectre

---

1. parsec

d'émission. Le décalage sur le Soleil induit par la Terre est d'environ  $9\text{cm s}^{-1}$ , alors que la résolution du meilleur instrument (HARPS<sup>1</sup>) atteint  $1\text{m s}^{-1}$ . Cette méthode a permis de détecter 399 planète jusqu'à aujourd'hui, et c'est aussi cette méthode qui a permis la découverte de la première exoplanète [3].

## Astrométrie

L'astrométrie propose de mesurer les variations de la position de l'étoile sur un axe transverse à la ligne de visée. Pour ce faire, on effectue un suivi temporel très précis de l'étoile (c'est l'objet du projet NEAT<sup>2</sup> [9]). Le projet NEAT comporte des modulateurs car la métrologie de l'instrument nécessite des franges d'interférence et leur modulation. Plus la planète est massive et éloignée de son étoile, plus la méthode est efficace. Pour observer une planète telle que Jupiter à 10 pc, la résolution nécessaire est de 0.1 mas.

### 1.2.2 Perturbation photométrique : le transit

La mesure par transit consiste en la mesure de la variation de flux de l'étoile lorsque la planète passe entre elle et l'observateur. Le fait que la planète s'interpose entre l'observateur et l'étoile produit une variation périodique de flux de cette dernière. Cette variation va de 1% pour une planète de type Jupiter à 0.001% pour une planète tellurique. En combinant le transit à une mesure de vitesse radiale, on peut déduire le rayon et la masse de la planète. La mesure par transit est l'objet de missions telles que COROT<sup>3</sup> et KEPLER.

Ces méthodes ont toutes un point commun : elles ne permettent pas de recueillir directement les photons émis par la planète, et permettent donc difficilement d'en analyser la composition ou l'atmosphère. Pour en savoir plus sur l'objet observé, notamment son habitabilité, il faut avoir recours à des méthodes d'observation directes. Voyons maintenant plus en détails pourquoi les exoplanètes sont si difficiles à observer.

## 1.3 Difficultés d'observation directe

Comme introduit plus haut, l'observation des exoplanètes présente un problème de contraste et de résolution angulaire. A ces difficultés s'ajoute la contribution de l'environnement de la planète qui peut constituer une source de lumière "parasite" dans le cas d'une observation directe.

### 1.3.1 Télescopes monolithiques : facteurs limitant

Avant les télescopes, les instruments utilisés par nos ancêtres astronomes étaient les lunettes astronomiques. Avant même de comprendre le lien entre l'ouverture et la résolution, ils cherchaient

---

1. High Accuracy Radial velocity Planet Searcher  
 2. Nearby Earth Astrometric Telescope  
 3. COnvection, ROtation et Transits planétaires

à fabriquer des lunettes avec la plus grande ouverture possible, motivés par la possibilité d'observer des objets de faible magnitude. Les progrès techniques de l'époque en matière de polissage et surtout l'invention du doublet achromatique permirent de réduire l'encombrement des lunettes et de réduire le rapport  $f/D$  de plus d'un facteur 10. Cependant, il y avait une limite à ce progrès : la taille des lentilles et leur poids. Vers 1900, ce fut la fin des lunettes et le début des télescopes à miroir.

### Limite de diffraction

Les télescopes à miroirs ont été développés parallèlement aux grandes lunettes, mais leur supériorité émerge lorsque Foucault invente un procédé de dépôt qui permet de déposer une couche d'argent sur du verre. Des miroirs métalliques, limités dans leur taille à cause des problèmes géométriques inhérents à leur nature, on passe aux miroirs sur verre. Les grands miroirs font leur apparition tandis que Airy explique les anneaux de diffraction observés avec un télescope autour d'une étoile. Cette limite, communément appelée aujourd'hui "limite de diffraction", donne l'angle d'observation minimal que doivent avoir deux objets pour être discernables. En échantillonnant la pupille, on sélectionne les fréquences spatiales utiles pour la reconstruction de l'image au foyer. L'ouverture agit alors comme un filtre passe-bas, et l'image observée à travers elle sera vue comme multipliée par la transformée de Fourier de l'ouverture. Pour une ouverture circulaire, en simplifiant le problème à une dimension, elle devient une porte dont la transformée de Fourier est un sinus cardinal ; d'où les anneaux observés autour des étoiles. L'angle limite  $\theta$ , correspondant au premier anneau sombre d'Airy, s'exprime :

$$\theta \approx \sin(\theta) = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (1.1)$$

avec  $D$  le diamètre de l'ouverture et  $\lambda$  la longueur d'onde.

Il apparaît que le pouvoir de résolution d'un télescope est proportionnellement lié au diamètre de son ouverture, et de même la quantité de photons collectés est proportionnelle au carré du diamètre de son ouverture. Au cours du  $XX^{\text{ème}}$  siècle, le diamètre des miroirs monolithiques est passé de 1 à 8.4m avec Gemini et le VLT. Des miroirs segmentés d'un peu plus de 10 m ont été réalisés pour Keck et le GTC<sup>1</sup>. Des projets très ambitieux projettent de fabriquer un miroir segmenté de 39 m pour l'European Extremely Large Telescope (E-ELT).

### Turbulence atmosphérique

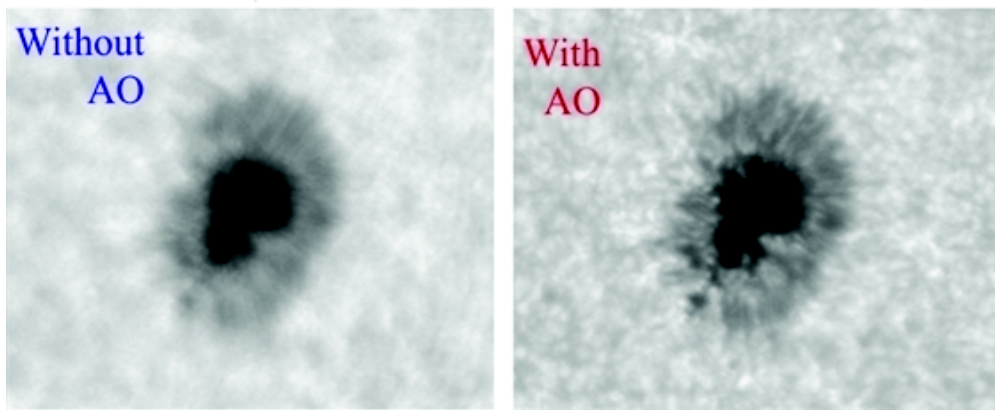
Malgré l'augmentation incessante du diamètre des miroirs des télescopes, le pouvoir de résolution de ces derniers est limité par la turbulence atmosphérique. Le front d'onde incident traverse l'atmosphère turbulente qui induit une perturbation de phase et déforme l'image, tout comme si le miroir du télescope était déformé. Cette limite est quantifiée par la dimension de la zone où l'atmosphère est homogène, et ce paramètre, appelé paramètre de Fried, est noté  $r_0$ .  $r_0$  varie comme  $\lambda^{\frac{6}{5}}$  et vaut typiquement, sur Terre, 10 cm dans le visible et 40 cm dans le proche IR. Un télescope terrestre observant dans le visible avec un miroir de 8m aura donc les mêmes performances en terme de pouvoir de résolution qu'un télescope équipé d'un miroir de 10 cm ! L'optique adaptative (AO)

---

1. Gran Telescopio Canarias



propose de corriger les fluctuations de phase du front d'onde via un miroir déformable. La phase est échantillonnée dans le plan pupille afin d'estimer les perturbations de phase du front d'onde incident, puis un calculateur génère la commande de correction qui est envoyée aux actionneurs qui déforment localement un miroir déformable. Cette boucle d'asservissement permet donc de compenser l'effet de l'atmosphère. Son efficacité dépend bien entendu du nombre d'actionneurs, de la vitesse de la boucle et de la précision de l'échantillonnage de la phase du front d'onde incident. Avec une boucle de qualité, on arrive à atteindre la limite de résolution théorique de l'instrument (limite de diffraction). La **Figure 1.2** présente l'image de la surface du soleil avec et sans AO.



**FIGURE 1.2** – Images avec et sans AO de la surface solaire. Source : [10]

L'AO permet donc de tirer le meilleur des télescopes monolithiques mais pas d'en repousser les limites de résolution théoriques.

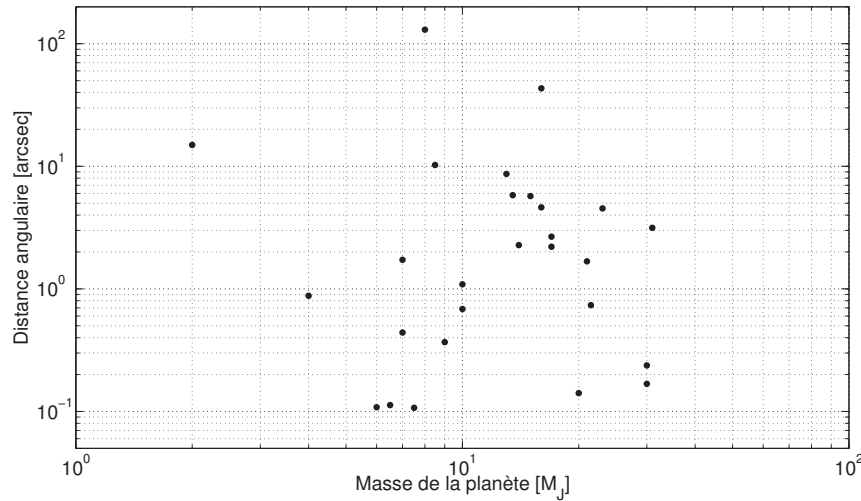
### 1.3.2 Rapport de flux étoile/planète

Le contraste des flux étoile/planète varie avec la longueur d'onde d'observation, c'est pourquoi il est important de choisir judicieusement la bande spectrale à laquelle on détecte les planètes et les disques, elle doit donc correspondre à un minimum local du contraste des flux. Cette différence de flux provient non seulement de la différence de taille entre la planète et l'étoile, mais surtout de leur différence de température. Dans le cas du couple Soleil-Terre, ce contraste présente un maximum d'environ  $5 \cdot 10^9$  dans le visible, ce qui correspond à un maximum de l'émissivité du Soleil, et un minimum vers  $10 \mu\text{m}$  d'environ  $7 \cdot 10^6$  qui correspond au maximum d'émission thermique de la Terre. Mais l'accroissement de la longueur d'onde d'observation pose d'autres problèmes instrumentaux. En effet, la résolution angulaire d'un instrument optique diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde, et les détecteurs dans l'infrarouge thermique nécessitent d'être refroidis. En revanche, en augmentant  $\lambda$ , on relâche la contrainte sur la planéité du front d'onde. Nous verrons dans la **Section 1.5.5** que la bande L (3.4 - 4.1  $\mu\text{m}$ ) offre un avantage instrumental pour la détection d'objets chauds émissifs.



### 1.3.3 Séparation angulaire

Reprenons l'exemple du couple Soleil/Terre. A 1 pc, leur séparation angulaire est de 1 arcsec. Mais la plupart des étoiles proches observées se trouvent à une distance d'au moins 10 pc, ce qui donne une séparation angulaire de 0.1 arcsec. Un tel pouvoir de résolution ne peut être atteint qu'avec un télescope muni d'un miroir d'au moins 25 m de diamètre. Les planètes de type Jupiters Chauds orbitent très près de leur étoile (typiquement entre 0.01 et 0.1 UA), ce qui donne une séparation angulaire, à 10 pc, comprise entre 1 et 10 mas (milliseconde d'angle). Une telle résolution correspond, pour une observation à 10  $\mu\text{m}$  avec un télescope monolithique classique, à un diamètre de miroir compris entre 2500 et 250 m de diamètre. L'observation d'exoplanètes nécessite donc des techniques qui offrent une résolution angulaire accrue par rapport au télescope monolithique.



**FIGURE 1.3** – Distance angulaire des planètes détectée par imagerie en fonction de leur masse estimée. Source : [6].

On voit sur la **Figure 1.3** que les techniques d'imagerie sont capables de détecter des planètes avec des séparations angulaire de 100 mas. L'imagerie des Jupiters Chauds, et donc l'analyse de leur atmosphère, est encore impossible pour les instruments d'imagerie actuels.

Avec l'interférométrie, on a pu atteindre des résolutions angulaires de l'ordre du mas, voire en dessous, sans avoir pu encore détecter directement de planète à cause de problème de contraste. Cette prouesse instrumentale est possible grâce au développement d'instruments tels que le VLTI<sup>1</sup>. Cependant, la bande L reste encore inutilisée en interférométrie à haut contraste à cause du retard technologique associé à cette longueur d'onde.

### 1.3.4 Conclusion

Les difficultés d'observation directe présentés dans cette section ont jusqu'à présent rendu quasiment impossible la détection directe et la caractérisation des exoplanètes. En 2010, une planète

1. Very Large Telescope Interferometer

géante a été observée directement avec un télescope de 8 m équipé d'un système d'optique adaptative autour de  $\beta$  *Pictoris*. Il s'agit d'une planète géante gazeuse qui orbite à une distance de 8 à 15 UA de son étoile, ce qui représente une observation à environ 0.6 arcsec [11]. On commence donc à pouvoir observer directement les exoplanètes situées dans les parties externes des systèmes planétaires proches, mais il reste des progrès à faire pour observer directement les parties plus internes supposées habitables. Les instruments qui permettront de détecter les exoplanètes doivent donc être capable de pallier le contraste des flux étoile/planète pour l'observation de planètes telles que la Terre à 10 pc ou plus qui nécessitent un pouvoir de résolution presque atteint actuellement mais dont le contraste est grand. Ils devront également être dotés d'un grand pouvoir de résolution pour observer des Jupiters Chauds dont le contraste est plus modeste mais qui présentent une séparation angulaire qui relève du défi pour les instruments d'observation.

## 1.4 Vers la haute résolution angulaire

Détecter des planètes requiert une résolution angulaire importante. Depuis les débuts de l'astronomie, celle-ci n'a cessé d'augmenter. Dans un premier temps, on observait les astres avec une lunette ou un télescope unique. De tels instruments sont limités par la diffraction, même si aujourd'hui on sait mettre en place un système de correction en phase qui permet de les exploiter au mieux.

### 1.4.1 L'interférométrie

La mesure interférométrique pour l'observation astronomique sera développée dans le chapitre 2, mais je vais en présenter le principe brièvement, sans entrer dans le détail de la mesure.

#### L'interférométrie pour un pouvoir de résolution accru

L'interférométrie permet, en faisant interférer la lumière collectée par deux (ou plus) télescopes éloignés d'une distance que l'on appellera *base*, de repousser la limite de diffraction d'un télescope unique. Cette technique est validée en 1890 par Michelson sur les satellites de Jupiter. En 1920, il mesure avec son collègue Péase le diamètre de Bételgeuse à l'aide d'un interféromètre de 4 m de base. Un tel interféromètre a une limite de résolution donnée par :

$$\theta = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{2B} \quad (1.2)$$

avec  $B$  la base de l'interféromètre et  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation. En augmentant la base, on améliore le pouvoir de résolution de l'interféromètre. On n'est donc plus limité par la difficulté technologique de réalisation de grands miroirs. De ce fait, on peut accéder à des fréquences spatiales plus élevées et trouver la valeur de  $B$  pour laquelle les franges d'interférence obtenues (grâce à des lignes à retard en amont de la recombinaison) ont un contraste nul, ce qui correspond au premier anneau sombre d'Airy. On peut alors remonter au diamètre de l'objet observé.

### L'interférométrie en frange noire pour pallier le problème du contraste

Là encore, les détails de la technique de l'interférométrie en frange noire, ou interférométrie annulante, ou encore nulling, se trouvent dans le chapitre 2. L'interférométrie en frange noire propose une alternative à la coronagraphie qui consiste en la réduction du flux de l'étoile en le bloquant au sein de l'instrument. Il s'agit de faire interférer, toujours avec 2 (ou plus) télescopes séparés d'une distance  $B$  et recombinaison optiquement, la lumière issue de l'étoile destructivement avec elle-même. Cette technique nécessite de pouvoir pointer un astre avec deux (ou plus) télescopes et d'utiliser un déphaseur achromatique de  $\pi$  afin d'avoir, pour une différence de marche optique nulle, une frange noire. La base doit être ajustée de telle sorte que, si une planète se trouve dans l'environnement de l'étoile pointée (c'est à dire excentrée par rapport à la direction de pointage), elle ne se trouve pas dans une frange noire de la cartographie de transmission de l'instrument mais dans une frange brillante, et devienne ainsi détectable car les photons de l'étoile sont annihilés par interférence destructive. Il s'agit donc, tout comme avec la coronagraphie, d'éteindre l'étoile mais cette fois-ci de façon interférométrique. L'avantage principal de cette configuration et la résolution angulaire accrue du fait de la taille de la base, plus importante que le diamètre du miroir d'un télescope unique.

Pour maintenir un taux d'extinction de l'étoile suffisamment important, la différence de marche optique entre les deux télescopes doit être maintenue avec une précision de quelques nanomètres, et la qualité optique de la recombinaison doit être suffisante pour obtenir un *null* instrumental garantissant le taux d'extinction souhaité. On parle alors de fuites stellaires instrumentales. Une autre source de photons indésirables sont les fuites stellaires géométriques : il s'agit des photons issus de l'étoile qui "passent" à travers l'interféromètre annulant pour des raisons de taille angulaire de l'étoile et de sa dimension finie. Le nuage exozodiacal émet aussi des photons que l'on peut retrouver en sortie de l'interféromètre annulant et qui peuvent représenter une limite à la détection. Les sources de bruit sus-citées ne sont malheureusement pas les seules à représenter un obstacle à surmonter. Une liste plus détaillée ainsi qu'un budget d'erreur sont présentés dans la **Section 1.5**.

#### 1.4.2 État de l'art du nulling et projets en cours

Si aucun interféromètre annulant spatial n'a encore vu le jour, il en existe au stade de projet. En revanche, il existe des nullers observant depuis le sol terrestre.

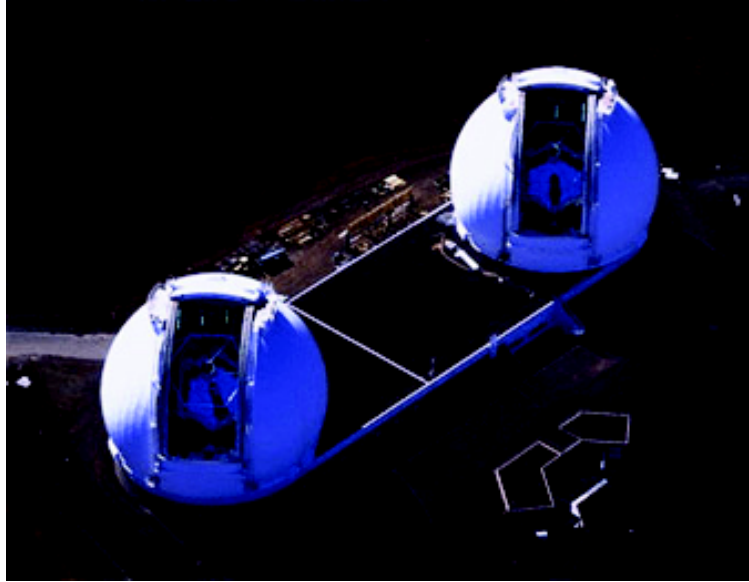
#### Projets d'interféromètre annulant au sol terrestre

L'instrument KIN<sup>1</sup>, utilisant les deux télescopes Keck (**Figure 1.4**) de 10 m de diamètre a été installé en 2004. Il recombine les deux télescopes et a atteint un taux d'extinction de  $10^{-3}$  en bande N (autour de 10  $\mu\text{m}$ ) [12, 13]. Il a pour but d'observer les disques exozodiacaux des étoiles les plus brillantes, les disques de débris autour d'étoiles jeunes et certaines pégasides. En 2011, KIN réalise la première mesure de nulling en bande L avec une résolution angulaire de l'ordre du mas, combinée à des mesures de visibilité en bande K et L sur une étoile jeune : MWC 325 [14]. Ces mesures, réalisées avec une base de 85m, ont permis pour la première fois de résoudre et d'étudier la structure de la partie intérieure d'un disque exozodiacal. L'étude des conditions physiques dans

---

1. Keck Interferometer Nuller

les zones internes des disques sont importantes pour comprendre les conditions de formation et d'évolution des planètes.



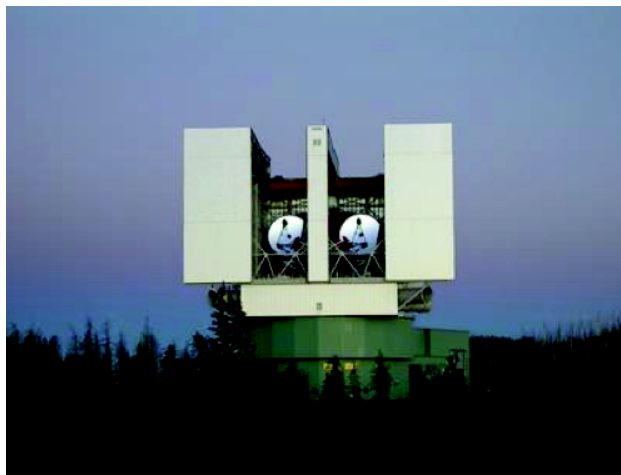
**FIGURE 1.4** – Interféromètre Keck, ses deux télescopes de 10m et sa base de 85m (mont Mauna Kea, île d'Hawaï). Source : obspm.fr

L'instrument NIC<sup>1</sup>, installé au LBTI<sup>2</sup>, atteint un taux d'extinction de l'ordre de  $10^{-3}$  sur deux bandes spectrales : entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  pour la partie NOMIC<sup>3</sup> et entre 3 et 5  $\mu\text{m}$  pour une caméra d'imagerie. Le LBTI (voir **Figure 1.5**) est un interféromètre composé de deux télescopes de 8.4 m avec une base maximale de 22.7 m, offrant une résolution angulaire d'environ 20 mas à 3  $\mu\text{m}$ . Le miroir secondaire déformable permet aux télescopes d'atteindre la limite de diffraction.

Le projet GENIE<sup>4</sup>, étudié par l'ESA<sup>5</sup> pour le VLTI, avait pour but de clarifier les contraintes instrumentales d'un nuller spatial. Le projet a été abandonné à cause de sa complexité et des perturbations trop élevée de la différence de marche optique ( $\approx 200 \text{ nm rms}$ ).

ALADDIN<sup>6</sup> est un projet de *nuller* destiné à être installé sur le Dôme C en Antarctique. Il fut proposé par Vincent Coudé du Foresto en 2006 [15]. Il s'agit d'un interféromètre composé de deux télescopes de 1 m de diamètre montés sur un rail métallique permettant de changer la taille de la base. Ce rail est lui-même monté sur un pivot permettant de faire varier l'orientation de l'interféromètre. Reprenant les spécifications de GENIE, sa base maximum serait d'environ 40 m et les télescopes seraient situés à 30 m du sol afin d'éviter les turbulences atmosphériques. Ce projet a pour vocation d'observer en bande L. Il n'a pas encore vu le jour.

- 
1. Nulling Infrared Camera
  2. Large Binocular Telescope Interferometer
  3. Nulling Optimized Mid-Infrared Camera
  4. Ground-based European Nulling Interferometer Experiment
  5. European Space Agency
  6. Antarctic L-band Astrophysics Discovery Demonstrator for Interferometric Nulling



**FIGURE 1.5** – Interféromètre LBTI, ses deux télescopes de 8.4 m et sa base maximale de 22.7 m (Mount Graham, Arizona). Source : ipac.caltech.edu

### Projets spatiaux

Les deux projets spatiaux les plus ambitieux proposés pour la recherche d'exotérres sont DARWIN [16, 17], proposé à l'ESA et TPF-I<sup>1</sup> [18], proposé à la NASA<sup>2</sup>. Ces deux projets, le premier européen et le second américain, ont pour objet de détecter des exoplanètes dans la zone habitable semblables à la Terre et d'en effectuer l'analyse spectrale, espérant y trouver des traces de biosignature (détection simultanée de  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$ ). La bande spectrale, pour ces deux projets, s'étend de 6 à 20  $\mu m$  et la contrainte en matière de taux d'extinction est autour de  $10^{-5}$ . Le choix de la bande spectrale a été fait en fonction de la position des raies d'absorption des éléments chimiques à détecter, et aussi parce que l'infrarouge thermique correspond à un maximum d'émissivité de la planète. C'est pourquoi la contrainte sur le contraste est de  $10^{-5}$ . Dans les deux cas, il s'agit d'un interféromètre spatial constitué de satellites volant en formation. La position relative des satellites doit donc être maîtrisée au centimètre près.

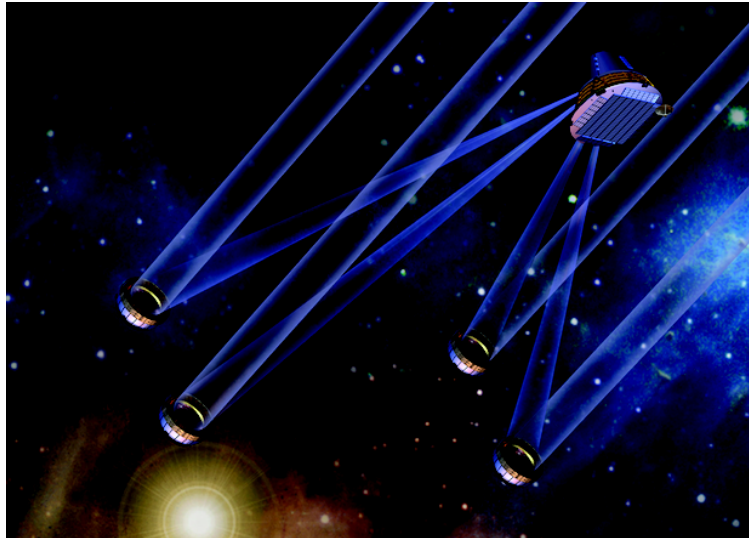
Comme ces projets sont très ambitieux et coûteux, une collaboration a finalement débouché sur la proposition d'une solution à 5 satellites dont l'un serait la station de recombinaison (**Figure 1.6**). En effet une solution à deux satellites (interféromètre de Bracewell) est insuffisante pour obtenir le contraste désiré à cause des fuites stellaires. Les flux collectés par 4 miroirs paraboliques hors axe de 2 m de diamètre seront recombinaison dans la station de recombinaison, laquelle servira de relais pour le transfert de données avec la Terre. La base variera entre 10 et 500 m. Le vol en formation nécessite de pouvoir contrôler et corriger les sources de dégradation du contraste, lequel devra être d'au moins  $10^{-5}$  stabilisé à  $10^{-9}$  dans la bande spectrale. Le projet est si ambitieux, et les technologies nécessaires encore immatures, que d'autres projets moins ambitieux ont vu le jour, leur but étant de valider certains outils nécessaires à la réalisation d'un tel projet.

PÉGASE peut être vu comme un précurseur de Darwin/TPF-I. Proposé au CNES<sup>3</sup> en 2004 et

1. Terrestrial Planet Finder Interferometer

2. National Aeronautics and Space Administration

3. Centre National d'Études Spatiales



**FIGURE 1.6** – Vue d’artiste de DARWIN/TPF-I dans sa solution finale. Source : cnes.fr

à l’ESA en 2007 [19], il a pour objet l’observation des pégasides, naines brunes et disques protoplanétaires. Ce projet ne comporte que trois satellites dont deux sidérostats qui renvoient la lumière vers la station centrale (**Figure 1.7**). Cette station comporte deux télescopes et le détecteur. La base de l’interféromètre est la même que pour Darwin/TPF-I (10 à 500 m), sa bande spectrale s’étend de 2.5 à 5  $\mu\text{m}$ , offrant une résolution angulaire allant de 0.5 à 50 mas. Ses spécifications en terme de taux d’extinction sont de  $10^{-4}$  stabilisé à  $10^{-5}$ . Ces contraintes sont moins drastiques que pour Darwin/TPF-I, mais la différence de marche optique doit tout de même être maîtrisée à 2nm près, condition nécessaire pour garantir le taux d’extinction souhaité. La mission a été refusée par l’ESA à cause du mauvais rapport retombées scientifiques/coût et peut-être parce que la faisabilité technique n’a pas été démontrée.

La dernière mission dont je parlerai ici est FKSI<sup>1</sup>, étudiée à la NASA/Goddard Space Flight Center et illustré en **Figure 1.8**. Il s’agit d’un concept proche de PÉGASE, mais ayant pour but de caractériser des planètes déjà détectées par d’autres méthodes ainsi que des exozodis (poussières chaudes émissives) en utilisant l’imagerie interférométrique et le nulling. Contrairement à PÉGASE, FKSI ne nécessite pas de vol en formation car les deux sidérostats de 50 cm de diamètre, refroidis passivement à 60 K, sont fixés sur une poutre rigide de 12.5 m. Bien que plus simple que PÉGASE car ne nécessitant pas la maîtrise du vol en formation, les vibrations basse fréquence peuvent générer des problèmes de stabilité. Sa bande spectrale va de 3 à 8  $\mu\text{m}$ . Ce projet n’a pas encore été retenu.

On pourra enfin citer des projets d’interféromètres portés par des ballons sondes. Ces projets, tels que BALEINE<sup>2</sup> [7] ou FITE<sup>3</sup> [20] (on notera que FITE n’a pas pour objet d’effectuer de l’interférométrie annulante) proposent une solution à bas coût pour développer les sous-systèmes nécessaires à des interféromètres spatiaux tels que Darwin/TPF-I, même si dans le cas de ballons, les perturbations sont plus importantes qu’avec des satellites volant en formation.

1. Fourier-Kelvin Stellar Interferometer

2. BALlon Expérimental pour Interférométrie aNnulante d’Exosystèmes

3. Far Infrared Interferometric Experiment

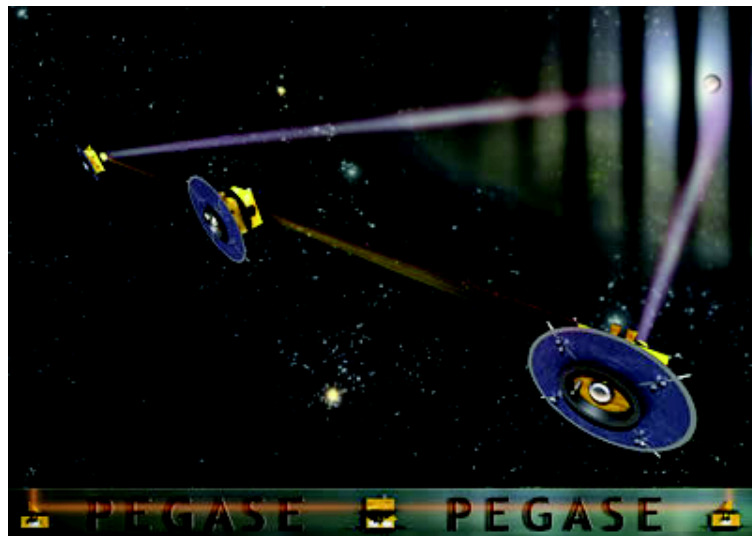


FIGURE 1.7 – Vue d'artiste de PÉGASE. Source : obspm.fr

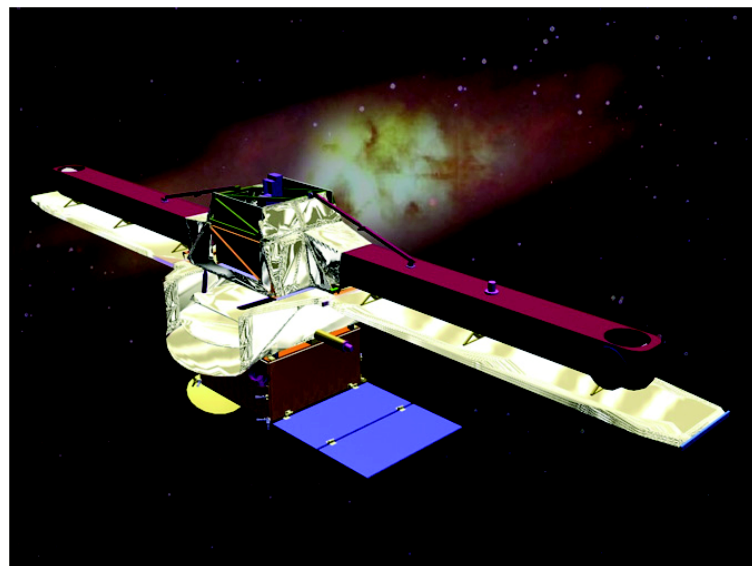


FIGURE 1.8 – Vue d'artiste de FKSI. On y voit la poutre de 12.5 m aux extrémités de laquelle se trouvent les deux sidérostats de 0.5m de diamètre.

## 1.5 Théorie sur l'interférométrie en frange noire

### 1.5.1 Interférométrie stellaire

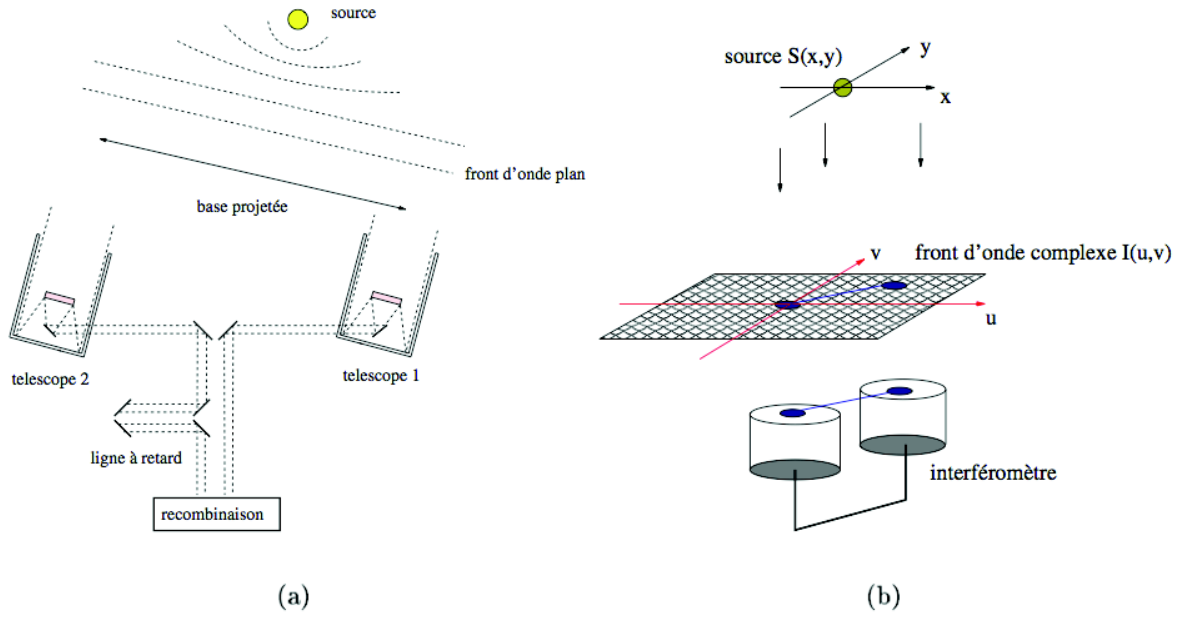
Un télescope unique a une résolution angulaire  $\theta$  limitée par la diffraction [21] :

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (1.3)$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde et  $D$  le diamètre de la pupille, et donc du miroir collecteur. Il faut donc, pour observer des détails tels qu'une planète gravitant autour d'une étoile, construire des



miroirs de plus en plus grands. A  $4\text{ }\mu\text{m}$ , il faut un miroir de 100 m de diamètre pour résoudre deux objets séparés de 0,01 arc-seconde. La technologie ne permet pas aujourd'hui de fabriquer de tels miroirs. En outre, l'atmosphère, parce qu'elle est turbulente, dégrade le front d'onde en induisant des perturbations de phase si bien que dans l'infrarouge, un télescope équipé d'un miroir de plus de 50 cm de diamètre ne verrait pas ses performances augmenter. L'interférométrie stellaire propose une alternative qui permet d'atteindre des résolutions s'approchant du milliarc-seconde, en échantillonnant la pupille avec plusieurs télescopes de taille "normale". Les flux collectés par une paire de télescope (ou plus) sont alors recombinaison et on obtient un interférogramme. On appelle



**FIGURE 1.9** – (a) : Principe d'un interféromètre à deux télescopes. Le front d'onde est échantillonné par les sous-pupilles (télescopes). Puis les signaux sont recombinaison pour former le signal interférométrique. Une ligne à retard permet de rattraper la différence de marche optique induite par le désaxage de la source par rapport à l'instrument. – (b) : représentation de l'échantillonnage du plan  $(\vec{u}, \vec{v})$  réalisé par l'interféromètre. Pour une configuration donnée  $(\vec{B} \text{ \& } \lambda)$ , l'interféromètre renseigne sur la visibilité de la source pour la fréquence spatiale  $\frac{\vec{B}}{\lambda}$ . Credit : Lucas Labadie

base le vecteur  $\vec{B}$  liant deux télescopes. Au VLTI, au lieu d'utiliser un miroir de 120 mètres, on utilise deux (ou plus) miroirs de 8 mètres espacés de 120 mètres, obtenant théoriquement la même résolution spatiale. Des lignes à retard permettent de faire varier la différence de marche optique entre les télescopes. L'interférogramme mesuré  $I_m$  obtenu en observant une source sous l'angle de visée  $\theta$ , pour une configuration des télescopes (semblable à celle illustrée en **Figure 1.9**), c'est à dire une base  $\vec{B}$  et une longueur d'onde  $\lambda$ , s'exprime :

$$I_m = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} V \cos(\phi) \quad (1.4)$$



avec  $I_1$  et  $I_2$  l'intensité lumineuse reçue par chaque télescope,  $\phi = \frac{2\pi}{\lambda} B \theta^1$  le déphasage entre les bras de l'interféromètre,  $\theta$  l'angle de visée la source et  $V$  la visibilité de la source, soit le contraste des franges d'interférence. D'après le théorème de Van Cittert-Zernike [22],  $V$  est égal à la transformée de Fourier normalisée de la distribution spatiale d'intensité de l'objet observé, et ce pour une configuration de l'interféromètre (base  $\vec{B}$  et  $\lambda$  donnés). En d'autres termes,  $V$  correspond au degré de cohérence de la source pour une fréquence spatiale  $\frac{\vec{B}}{\lambda}$ . L'interférométrie stellaire effectue donc un échantillonnage du plan  $(\vec{u}, \vec{v})$  par déplacement des télescopes. On rappelle que le plan  $(\vec{u}, \vec{v})$  est le plan, orthogonal à la direction de pointage qui se trouve dans un plan conjugué au plan image. Il existe donc une relation de Fourier entre le plan image et le plan  $(\vec{u}, \vec{v})$ , comme l'illustre la **Figure 1.11**. Si on pouvait couvrir tout le plan  $(\vec{u}, \vec{v})$ , on pourrait théoriquement reconstruire par déconvolution la même image de l'objet que celle obtenue directement avec un télescope unique dont le diamètre serait celui du plan  $(\vec{u}, \vec{v})$ . En faisant varier les caractéristiques géométriques de l'interféromètre, on peut retrouver certaines caractéristiques géométriques de l'objet comme sa symétrie ou sa taille, comme l'illustre la **Figure 1.10**. Le **Tableau 1.1** répertorie les interféromètres en service dans le monde.

### 1.5.2 Interférométrie en frange noire

L'interférométrie en frange noire est une adaptation de l'interférométrie stellaire "classique" visant à observer des objets faiblement lumineux proches de sources intenses, comme des planètes gravitant autour d'une étoile. A l'instar de la coronagraphie, l'interférométrie en frange noire a pour but de réduire le flux d'une source intense (comme une étoile par exemple) pour mieux en observer le voisinage proche en faisant interférer destructivement la lumière émise par l'étoile avec elle-même grâce à un interféromètre longue base. Cette idée propose une solution au problème de contraste tandis que la longue base de l'interféromètre propose une solution au problème de la faible séparation angulaire étoile/planète.

Le principe est d'aligner un interféromètre longue base sur un couple étoile/planète ou étoile/disque séparé d'un angle  $\theta_0$  et d'égaliser la différence de marche optique entre les bras de l'interféromètre pour l'étoile. En recombinaison ainsi les faisceaux des télescopes, l'interférence de l'étoile est constructive et son flux est maximum. On induit alors un déphasage achromatique  $\pi$  sur l'un des bras de l'interféromètre, de telle sorte que les flux cohérents émis par l'étoile et collectés par les télescopes interfèrent destructivement (voir **Figure 1.12**). Puis on s'arrange pour que la planète se trouve dans une frange brillante dans la carte de transmission de l'interféromètre, en ajustant la base.

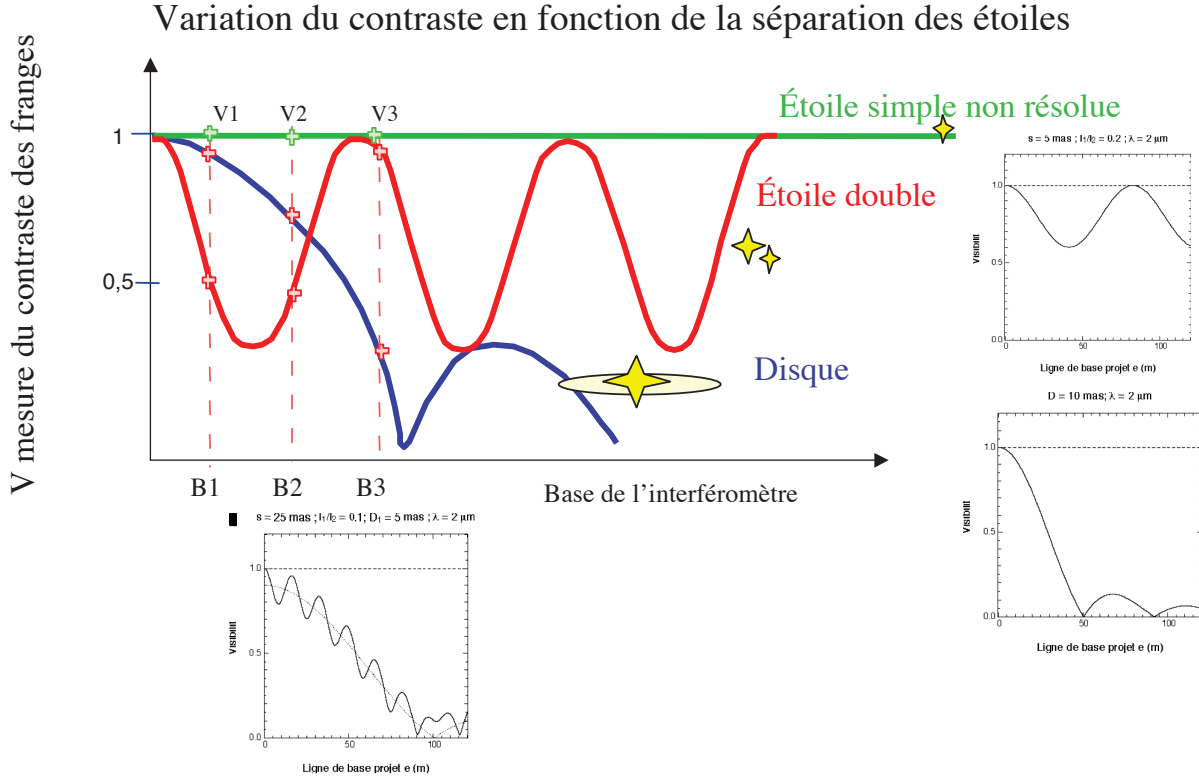
Considérons un interféromètre symétrique à deux télescopes fonctionnant en mode co-axial. Le signal mesuré provenant d'une étoile en fonction de son angle de visée  $\theta_*$  peut s'exprimer :

$$I_{m,*}(\theta_*) = I_{1*} + I_{2*} + 2\sqrt{I_{1*}I_{2*}} \cdot V_* \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} B \theta_* + \pi\right) \quad (1.5)$$

avec  $B$  la base de l'interféromètre,  $I_{1*}$  et  $I_{2*}$  les flux photométriques reçus par chaque télescope et  $V_*$  la visibilité de l'étoile. On suppose ici  $\theta_*$  petit, donc  $\sin(\theta_*) \approx \theta_*$ . Dans la configuration telle que schématisée dans la **Figure 1.12**, l'étoile est dans l'axe, donc  $\theta_* = 0$ . Le flux de l'étoile est alors minimum. Si la visibilité de l'étoile  $V_*$  vaut 1, c'est à dire que la lumière de l'étoile est

---

1. On suppose  $\theta$  petit si bien que  $\sin(\theta) \approx \theta$

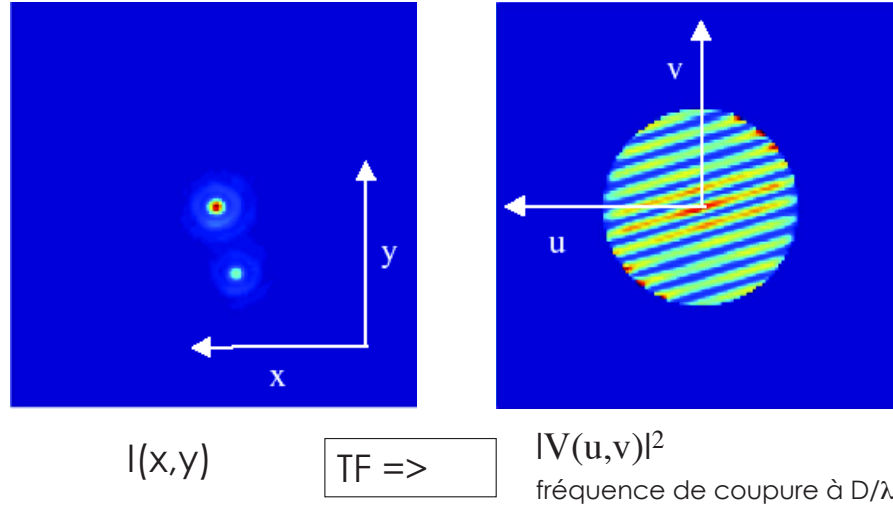


**FIGURE 1.10** – Illustration de la détermination de caractéristiques géométriques d’une source par mesure de visibilité interférométrique : en faisant varier la base de l’interféromètre, on parcourt les fréquences spatiales et, via la mesure de contraste des franges pour chaque fréquence spatiale, on mesure la cohérence de la source. On peut alors déterminer certaines caractéristiques géométriques de la source. Par exemple, si la source est un disque vu du dessus, on devrait obtenir la transformée de Fourier de sa distribution spatiale d’intensité, c’est à dire un sinus cardinal, en parcourant les fréquences spatiales (voir théorème de Van Zittert - Zernike). Crédits : Pierre Kern.

parfaitement cohérente du point de vue de l’interféromètre, que ce dernier est parfait (aucune fuite instrumentale), que l’on néglige les effets des différentes sources de bruit (qui seront présentées dans la **Section 1.5.3**) et que les flux photométriques sont équilibrés ( $I_{1*} = I_{2*}$ ), le flux de l’étoile est nul en sortie de l’interféromètre :  $I_{m,*}(\theta_* = 0) = 0$ . L’étoile est alors parfaitement éteinte. Exprimons maintenant le flux détecté provenant d’un objet hors axe (comme une planète par exemple) émettant un rayonnement incohérent avec celui de l’étoile en fonction de sa séparation  $\theta_0$  avec l’étoile, qui est maintenant considérée comme dans l’axe de l’interféromètre ( $\theta_* = 0$ ) :

$$I_{m,p}(\theta_0) = I_{1p} + I_{2p} + 2\sqrt{I_{1p}I_{2p}}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}B\theta_0 + \pi\right) \quad (1.6)$$

avec  $I_{1p}$  et  $I_{2p}$  le flux photométrique planétaires reçu par chaque télescope. On suppose ici que  $\theta_0$  est petit. Il vient que, pour avoir un flux planétaire maximal, il faut que ce dernier interfère constructivement, et donc que :



**FIGURE 1.11** – Plan  $(\vec{u}, \vec{v})$  pour un télescope mono-pupille : Plus l'ouverture  $D$  est grande, plus le télescope est capable de résoudre de grandes fréquences spatiales.

$$B = \frac{\lambda}{2\theta_0} \quad (1.7)$$

Dans cette configuration, le flux planétaire est maximal, tandis que le flux stellaire est minimal.

Comme on ne connaît pas forcément l'orientation de la planète par rapport à son étoile, il faut mettre en rotation la base de l'interféromètre pour faire passer la planète d'une frange brillante à une frange noire alternativement. Le signal de l'étoile, lui, restera théoriquement constant par rotation de la base. Si l'on observe un disque exozodiacal dissymétrique, son signal sera aussi modulé par rotation de la base mais de manière différente de celui de la planète. L'interférométrie en frange noire permet donc de discerner un disque d'apparence relativement symétrique d'une planète.

Un des avantages du nulling est bien sûr sa grande résolution angulaire, qui peut être atteinte non pas en construisant des miroirs toujours plus grands mais en augmentant la taille de la base. La **Figure 1.13** montre le signal d'un interféromètre de base 10 m en configuration Bracewell observant un couple étoile/planète à une longueur d'onde de 3.5  $\mu\text{m}$ . La résolution atteinte est de 36 mas, ce qui correspond à l'observation d'un compagnon orbitant à 0.366 UA de son étoile à 10 pc. Cette résolution angulaire peut être ajustée via la longueur de la base. Le facteur limitant les performances d'un nuller est principalement sa capacité à éteindre l'étoile. Pour mesurer la capacité de l'interféromètre à éteindre l'étoile, c'est à dire à quantifier le résidu de lumière stellaire qui reste transmis par l'interféromètre, on définit deux quantités : le taux d'extinction  $N$  et son inverse, le taux de réjection  $\rho$  par :

$$N = \frac{I_{min}}{I_{max}} \quad \text{et} \quad \rho = \frac{1}{N} = \frac{I_{max}}{I_{min}} \quad (1.8)$$

Nom	Opérateur	Lieu	Date début	$N_D$	Diamètre[m]	$N_B$	$L_{base}$ [m]	$\lambda$ [ $\mu$ m]
ISI <sup>a</sup>	University of California	Mt. Wilson, CA, USA	1988	3	1,65	3	70	8-13
SUSI <sup>b</sup>	Sydney Institute for Astronomy	Narrabri, NSW, Australia	1991	2	0,12	10	5-160	0,43-0,95
NOI <sup>c</sup> (NPOI)	USNO <sup>d</sup>	Anderson Mesa, AZ, USA	1994	6	0,12	435	2-437	0,45-0,85
CHARA <sup>e</sup>	CHARA	Mt. Wilson, CA, USA	1999	6	1	15	34-331	0,5-2,4
KI <sup>f</sup> , fin mo-2012	JPL	Mauna Kea, HI, USA	2001 2004	2	10	2	85	2-2,4 8-13
MIRA <sup>g</sup>	NAOJ <sup>h</sup>	Tokya, Japan	2002	2	0,3	2	30	0,6-1
VLTI <sup>i</sup> VIMA	ESO <sup>j</sup>	Cerro Parranal, Chili	2002 2004	2 3	8,2	6	47-130	8-13 1,1-2,4
VLTI VISA	ESO	Cerro Parranal, Chili	2005	2 3	1,8	248	8-202	8-13 1,1-2,4
OHANA <sup>k</sup>	Mauna Kea Observatories	Mauna Kea, HI, USA	2005	7	3-10	7	800	0,5-2,4
LBTI <sup>l</sup>	Consortium LBT	Mt. Graham, AZ, USA	2011	2	8,4	2	23	1-2,4
MROI <sup>m</sup>	New Mexico Tech	Magdalena Ridge, NM, USA	2013	10	1,5	10	340	0,6-2,4

**TABLE 1.1** – Liste des interféromètres longue base en service dans le monde. On remarque que la bande L n'est pas couverte.

a. Infrared Spatial Interferometer b. Sydney University Stellar Interferometer

c. Navy (Prototype) Optical Interferometer d. United State Naval Observatory

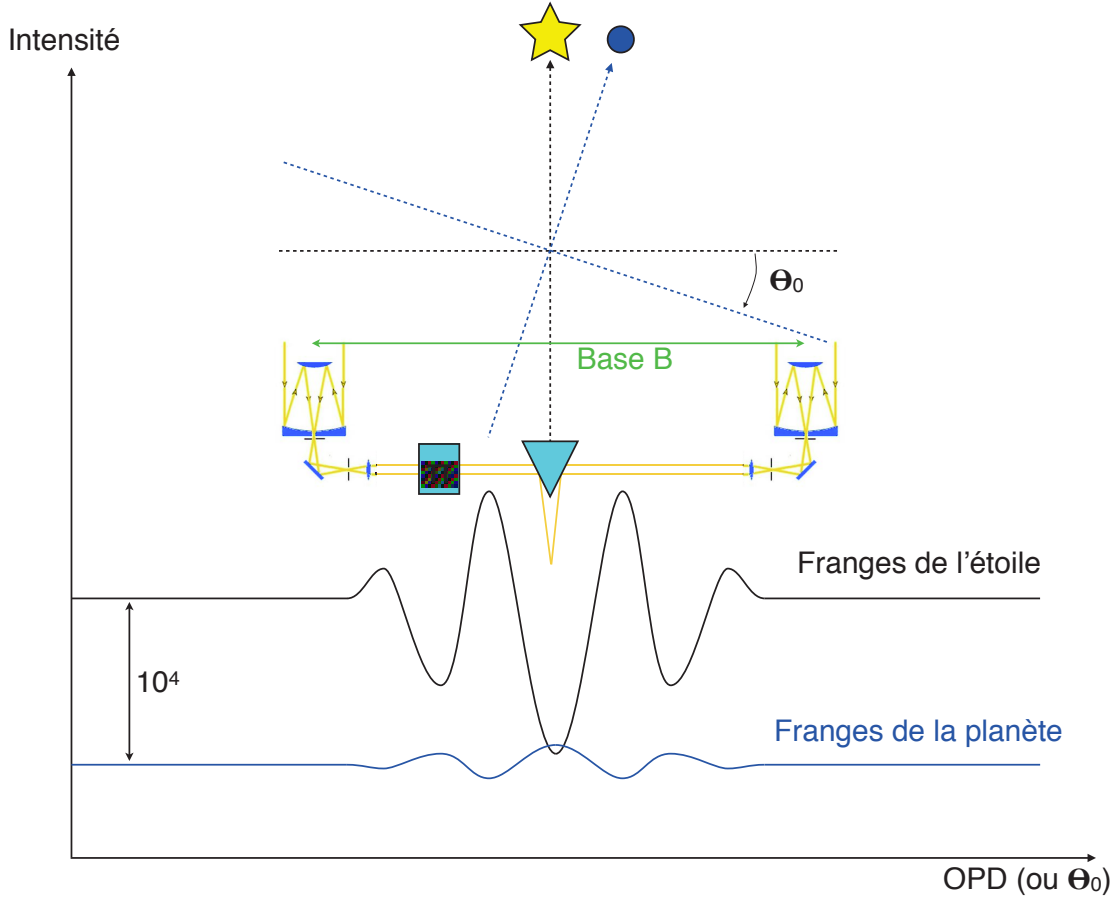
e. Center for High Angular Resolution Astronomy f. Keck Interferometer

g. Mitaka InfraRed and optical Array h. National Astronomical Observatory of Japan

i. Very Large Telescope Interferometer j. European Southern Observatory

k. Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy l. Large Binocular Telescope Interferometer

m. Magdalena Ridge Observatory Interferometer



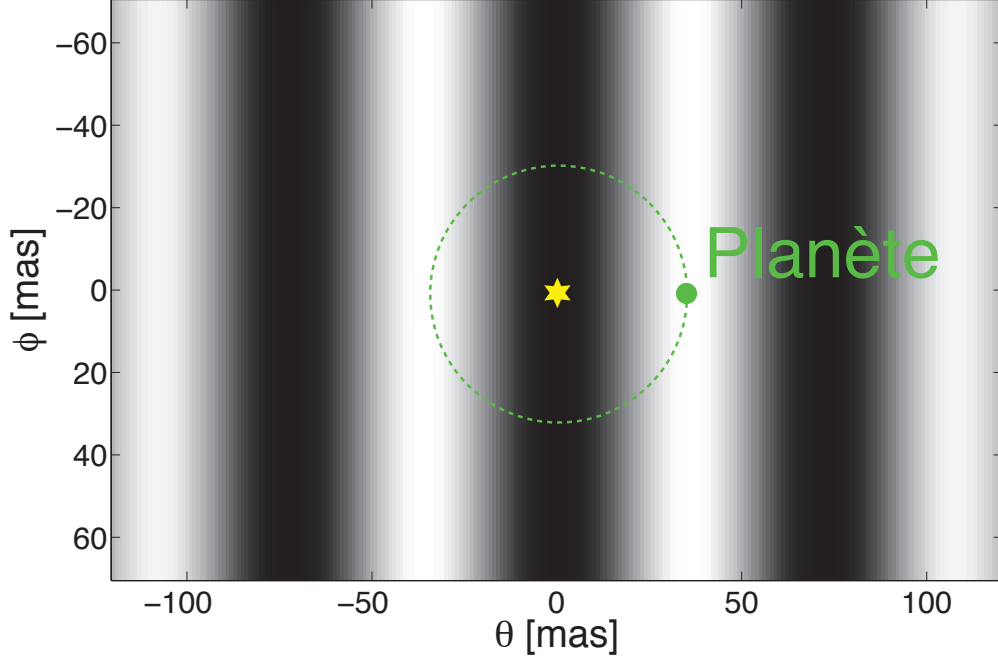
**FIGURE 1.12** – Schéma de principe de l'interférométrie annulante : L'étoile est dans l'axe de l'interféromètre et la planète (ou l'objet d'intérêt) est désaxée de  $\theta_0$ . Le déphaseur achromatique de  $\pi$  assure que les franges de l'étoile et de la planète soient en opposition de phase. Il faut ajuster la base pour que la planète se trouve dans une frange brillante de la carte de transmission de l'interféromètre : la différence de marche optique  $B \sin(\theta_0)$  doit être égale à  $\lambda/2$ . Dans cette configuration, les fronts d'onde provenant de l'étoile interfèrent destructivement alors que ceux issus de la planète interfèrent constructivement.

avec  $I_{min}$  le flux transmis par l'interféromètre en interférence destructive, autrement dit le résidu de flux stellaire, et  $I_{max}$  le flux transmis lors de l'interférence constructive.

On cherche à atteindre le taux de réjection le plus grand possible et donc un  $N$  le plus proche de zéro possible. Dans le cadre de ma thèse, le but est d'atteindre en bande L :

$$\rho \geq 10^4 \quad (1.9)$$

Le choix de la bande L permet de relâcher un peu la contrainte sur  $\rho$  par rapport à l'infrarouge thermique qui nécessite un taux de réjection de l'ordre de  $10^6$  (voir **Section 1.5.5**). Avec un couple source ponctuelle/planète, le taux de réjection est théoriquement infini : l'étoile peut être parfaitement éteinte. Malheureusement, même si l'étoile présente une dimension telle qu'elle n'est pas résolue par un télescope seul, elle peut l'être lorsqu'elle est observée par l'interféromètre longue base. Des fuites stellaires peuvent alors être transmises par l'interféromètre, selon la configuration



**FIGURE 1.13** – Carte de transmission d'un interféromètre de base  $B = 10m$  aligné sur un couple étoile/planète pour  $\lambda = 3.5 \mu m$  en fonction de  $\theta$  et  $\phi$ , respectivement les coordonnées angulaires radiale et polaire par rapport à l'axe de visée. Dans le cas présenté ici, l'étoile est parfaitement éteinte car on suppose l'instrument parfait et la source (étoile) ponctuelle. On voit que la planète se trouve dans la première frange blanche pour une séparation de 36 mas. On néglige ici la dépendance en  $\phi$  qui est le résultat de la limitation du champ de vue de l'interféromètre.

des bases et le diamètre angulaire de l'étoile.

Mais les sources de bruit et de photons parasites qui viennent dégrader la profondeur du *null* ne se résument pas aux fuites stellaires géométriques. Comme introduit dans la **Section 1.4.1**, il faut tenir compte des imperfections de l'instrument, incluant les source de bruit telles le détecteur et l'émissivité de l'instrument lui-même, conduisant à une dégradation du RSB du compagnon que l'on souhaite détecter.

### 1.5.3 Sources de bruit dans la détection par interférométrie en frange noire

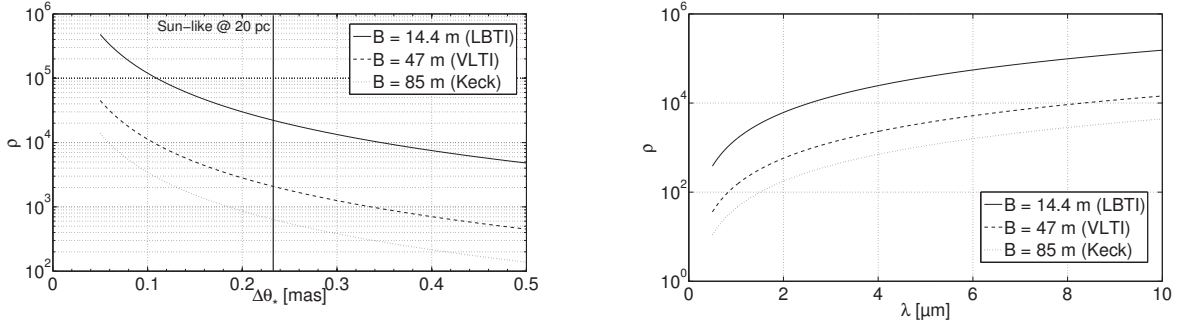
L'objectif de l'interférométrie annulante est d'éteindre "au mieux" l'étoile pour pouvoir en détecter l'environnement proche (planète, exozodis) présentant un contraste défavorable, et ce avec une grande résolution angulaire. Il convient donc d'éteindre efficacement l'étoile en la plaçant dans la frange noire de la carte de transmission de l'interféromètre. Mais cette extinction pour l'instant pas parfaite et des photons, qui peuvent provenir de l'étoile ou non, parviennent au détecteur, dégradant le RSB. A ces sources de photons indésirables, il faut ajouter les bruits divers (statistiques, instrumentaux) qui engendre une incertitude sur le signal détecté et contribuent ainsi à l'augmentation du RSB.

### Sources de bruit astronomiques

Les **fuites stellaires géométriques** sont des fuites de photons stellaires vers le détecteur en configuration de frange noire. Même si l'étoile est parfaitement centrée sur l'axe optique, sa dimension finie ainsi que la réponse non nulle de l'interféromètre aux petits angles autour de l'axe optique (résolution partielle de l'étoile) engendrent des fuites. L'étoile "déborde" spatialement au delà de la frange noire de l'interféromètre. En considérant une étoile seule de taille angulaire  $\Delta\theta_*$  petite devant l'interfrange ( $\Delta\theta_* \ll \frac{\lambda}{B}$ ) et une distribution spatiale de brillance uniforme, on peut exprimer le flux transmis comme suit [23] :

$$N = \frac{1}{\rho} = \frac{\pi^2}{4} \left( \frac{B\Delta\theta_*}{\lambda} \right)^2 \quad (1.10)$$

La **Figure 1.14** représente le taux de réjection théorique conditionné par les fuites stellaires géométriques uniquement. Les petites longueurs d'ondes sont défavorables mais il est possible d'ajuster la valeur de la base pour pallier le problème des fuites stellaires géométriques.



**FIGURE 1.14** – Contribution des fuites stellaires géométriques au taux de réjection  $\rho$  en fonction du diamètre angulaire de l'étoile pour  $\lambda = 3.8\mu\text{m}$  (**à gauche**) et de la longueur d'onde (dans le cas d'une étoile *Sun-like* à 20 pc) (**à droite**) pour différentes valeurs de base  $B$ .

Les fuites stellaires géométriques sont sensibles au *limb darkening*, ou assombrissement bord-centre. Ce phénomène est l'effet de diminution apparente de l'intensité lumineuse sur les bords d'une étoile. Cet effet apparent est la conséquence de deux effets physiques réels : la diminution à la fois de la densité et de la température avec l'accroissement de la distance au centre de l'étoile. La sensibilité des fuites stellaires géométriques au *limb darkening* s'explique par le fait que ce sont précisément les parties externes de l'étoile qui contribuent le plus aux fuites. En considérant un modèle linéaire simple d'assombrissement  $B_\lambda(\mu) = B_\lambda(1)[1 - u_\lambda(1 - \mu)]$  pour la brillance surfacique de l'étoile  $B_\lambda$ , avec  $\mu$  le cosinus de l'angle entre la normale à la surface et la ligne de visée et  $u_\lambda$  la paramètre d'assombrissement, le taux d'extinction pourrait s'écrire comme suit [23, 24] :

$$N = \frac{\pi^2}{4} \left( \frac{B\Delta\theta_*}{\lambda} \right)^2 \left( 1 - \frac{7u_\lambda}{15} \right) \left( 1 - \frac{u_\lambda}{3} \right)^{-1} \quad (1.11)$$

Au second ordre, les asymétries du disque stellaire ainsi que l'inhomogénéité surfacique de sa brillance peuvent aggraver les fuites. Ces fuites stellaires géométriques font partie des sources de

bruit pouvant être calibrées. Pour ce faire, le diamètre angulaire de l'étoile doit être connu avec précision (0.5% dans le cadre de la mission DARWIN/TPF-I). Pour mesurer avec précision le diamètre angulaire d'une étoile, l'interférométrie est aujourd'hui le meilleur moyen.

**Le disque exozodiacal** représente aussi une source de photons astronomique qui peut compromettre la détection des planètes. Dans ses parties internes, ce disque est composé de poussières chaudes et émissives dont la brillance intégrée dépasse de plusieurs ordres de grandeur celle des planètes que l'on cherche à observer. Selon les cibles, le nuage exozodiacal peut ou non représenter un source de bruit à prendre en compte. Une étude très complète à ce sujet a été publiée par D. Defrère et al. en 2009 [25] dans le cadre des futures missions spatiales ayant pour objectif de trouver de la vie. Une étude complémentaire [26], visant à mesurer l'impact des exozodis sur l'observation directe d'exoTerres, explique que la quantité de lumière émise par le disque ne représente pas le seul problème. Les inhomogénéités telles que les amas peuvent "mimer" le signal planétaire. Pour pallier le problème de la lumière émise par le disque, Bracewell propose de moduler la détection par rotation de la base, qui est en moyenne sans effet sur un disque relativement symétrique, alors que la planète passera alternativement d'une frange brillante à une frange sombre de la carte de transmission. Si le disque présente une symétrie centrale imparfaite (disque vu par la tranche par exemple), son signal sera modulé à la même fréquence que celui de la planète par rotation de la base. Pour pallier ce problème, une solution consiste à augmenter le nombre de bases et à les répartir astucieusement géométriquement. En 1996, une configuration à 5 télescopes équidistants faisant intervenir des déphasages achromatiques de  $4\pi/5$  est proposée dans le cadre du projet DARWIN [16]. Pour discriminer le signal de la planète de celui des sources telles que le disque zodiacal et exo-zodiacal, il faut minimiser le rapport signal/bruit de l'instrument en adoptant la configuration optimale en terme de configuration des télescopes et de schéma de modulation. Cette étude a été réalisée et présentée par Menesson [27] et Ollivier [28]. De manière générale, la contribution de la lumière exozodiacale peut être maîtrisée par l'augmentation du temps d'intégration de la mesure.

A la lumière exozodiacale, il faut ajouter la **lumière zodiacale** qui correspond à l'émission de notre propre nuage zodiacal. Sa contribution dépend de la position de l'interféromètre et de sa direction de pointage. Si l'interféromètre est sur le sol Terrestre, il faut ajouter la contribution du *skybackground*, qui n'est autre que l'émission thermique du ciel et qui présente un pic dans l'infrarouge moyen, vers  $8\ \mu\text{m}$  [23].

### Sources de bruit instrumentales

L'instrument lui est aussi générateur de photons indésirables et d'instabilités qui détériorent la qualité de l'extinction de l'étoile. Je citerai ici les différents bruits liés à l'instrument dans entrer de le détail de leur quantification.

**L'émissivité des optiques** de l'instrument constitue une source de bruit non négligeable. Les différents éléments constituant le train optique émettent des photons thermiques. Une solution partielle consiste en le refroidissement de l'instrument par cryogénie. Dans le cas d'un interféromètre spatial, le refroidissement passif, autour de 70K, limite efficacement l'impact de l'*instrumental background*. On désigne par *thermal background* les photons thermiques émis par les télescopes.

**Le bruit d'instabilité** regroupe les fuites engendrées par les erreurs de cophasage, d'équilibre



photométrique et de planéité du front d'onde générées par l'instrument (vibrations, imperfections des optiques). La mise en place de boucles d'asservissement permettent là encore de limiter l'impact de ces imperfections.

Au niveau du **détecteur**, on peut distinguer deux sources de bruit principales : le *read – out noise*, qui prend sa source dans la conversion de la charge accumulée au niveau d'un pixel en tension au bout du temps d'intégration. Ce paramètre est généralement connu et fait partie des caractéristiques du détecteur. A ce bruit de lecture on ajoute le *dark current* qui est la réponse du détecteur lorsqu'il n'est pas exposé à la lumière. Cette réponse est principalement due à l'activation thermique.

Enfin, on désigne par *stray light* les photons originaires de l'extérieur de l'interféromètre et qui ne suivent pas la route nominale jusqu'au détecteur. Sont inclus la lumière diffusée par l'étoile cible, les photons thermiques émis par l'instrument et les photons solaires qui sont diffusés dans l'instrument.

Pour maîtriser au mieux l'impact des bruits instrumentaux, on peut limiter l'émission thermique de l'instrument mais aussi travailler sur les bruits d'instabilité en mettant en place des systèmes de filtrage de front d'onde et des boucles d'asservissement en temps réel visant à corriger les erreurs d'équilibre photométrique et de cophasage. Notons que dans le cas d'un interféromètre terrestre, l'atmosphère est une grande source d'instabilité instrumentale, via la turbulence atmosphérique qui dégrade la planéité du front d'onde et introduit du piston. Ce piston se traduit par une erreur de cophasage.

### Source de bruit statistique

La dernière source de bruit que j'aborderai ici est le bruit de photons. Cette incertitude d'origine statistique sur le nombre de photons détectés ( $\sqrt{N}$  pour  $N$  photons), entraîne une diminution du RSB. Les fuites stellaires, la lumière exozodiacale et zodiacale, l'émission thermique des télescopes et la *stray light* contribuent au bruit de photons, ou *shot noise*. Tous les photons arrivant jusqu'au détecteur y contribuent. Pour en diminuer l'effet, il faut augmenter le temps d'intégration (10h pour PEGASE en mode nulling pour obtenir le RSB de 10 désiré [29]).

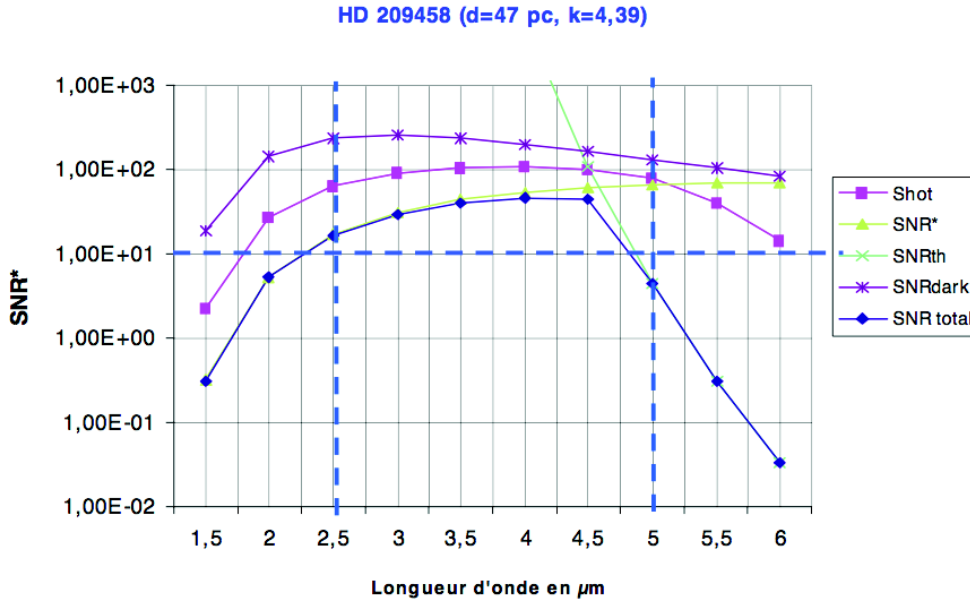
Le critère de détection en interférométrie annulant doit donc tenir compte de toutes les contributions de bruit sus-citées.

#### 1.5.4 Rapport signal/bruit : contributions

L'un des objectifs scientifiques de PEGASE est l'observation directe en mode *nulling* d'une famille de planètes géantes appelées Jupiters Chauds, ou Pégasides, d'où le nom de la mission. Les Jupiters Chauds sont une classe de planètes composée de planètes orbitant très près de leur étoile (0.05 à 0.1 UA) et dont la masse varie de 0.11 à 10 masses de Jupiter. Leur température atteint 700 à 1500 K. Leur processus de formation reste peu connu aujourd'hui, même si les observations indirectes depuis le sol ont révélé, depuis une dizaine d'années, l'existence de plus de 150 exoplanètes géantes. La mission PEGASE s'intéresse à l'étape suivante : l'observation directe et la caractérisation de l'atmosphère de Jupiters Chauds. Les signatures des principales molécules d'intérêt ( $CH_4$ ,  $H_2O$ ,  $CO$ ) se trouvent dans la bande 1.5 - 5  $\mu m$  et requièrent une résolution spectrale de 60 ainsi qu'un

RSB de 10 [19]. Pour surmonter le contraste planète/étoile et satisfaire la spécification sur le RSB, le challenge instrumental consiste en l'atteinte d'une grande résolution angulaire (0.5 à 5 mas) avec un taux d'extinction de  $10^3$  à  $10^4$  sur la bande 2.5 - 5  $\mu\text{m}$ . Un autre objectif scientifique est l'observation des naines brunes, en diminuant la longueur de base, dans le but de mieux contraindre les modèles relatifs à ces objets. La relation entre la température effective et le rayon de leur photosphère ainsi que l'analyse chimique de leur atmosphère peut mener à une mesure précise de leur masse. PEGASE pourra fonctionner en mode interféromètre classique (non annulant) dans le but de mesurer précisément la visibilité des franges d'interférence pour différentes fréquences spatiales, ouvrant la voie à l'observation des potentielles structures dans les disques circumstellaires via des modèles de visibilité. PEGASE a encore d'autres objectifs scientifiques, qui sont détaillés dans M. Ollivier et al. [29].

En mode *nulling*, les sources de bruit principales sont les fuites stellaires, le bruit de détecteur, le bruit thermique des optiques et le *shot noise*. La contribution exozodiacale sur la bande 2.5 - 5  $\mu\text{m}$  est considérée comme négligeable, et la contribution zodiacale est prise en compte mais a un effet négligeable dans le cas de PEGASE car elle est supposée constante, et est inférieure à  $1 e^-/s$ . Le calcul du RSB est détaillé dans la publication de J.M Le Digou et al. 2006 [19]. Le résultat est présenté en **Figure 1.15**.



**FIGURE 1.15** – Exemple de calcul du RSB en mode *nulling* dans le cadre de la mission PEGASE pour un temps d'intégration de 10 h. Pour les détails des paramètres utilisés pour le calcul ainsi que le modèle théorique adopté, je vous invite à lire la publication dont est tirée la figure : Le Digou et al. 2006 [19].

On remarque que le *shot noise* représente une source dominante de bruit. La contribution thermique domine aux grandes longueurs d'onde, entraînant un effondrement du RSB après 4.5  $\mu\text{m}$ .

Dans le cadre de ma thèse, je me suis intéressé non pas aux fuites stellaires ou autre sources astronomiques polluantes ni au bruit lié au détecteur, mais au bruit généré par les instabilités de

l'instrument lui-même. Une des clefs pour l'amélioration du RSB réside dans le maintien en temps réel du cophasage entre les voies interférométriques, de la planéité du front d'onde et de l'équilibre photométrique. Ces bruits, générés par les vibrations de l'instrument, les erreurs de pointage pendant l'intégration ou, dans le cas d'un *nuller* terrestre, des fluctuations atmosphériques, dégradent le taux d'extinction et peuvent être limités par des boucles d'asservissement.

### 1.5.5 Intérêt de la bande L

Un des principaux objectifs des astronomes est la détection d'exoplanètes, ainsi que l'étude de la formation et de l'évolution des planètes dans le disque autour de jeunes étoiles. Pour permettre l'observation des parties internes des disques circumstellaires et des planètes, l'observation infrarouge est une bonne option. En effet, elle permet l'observation de la matière chaude émissive (poussières, molécules, atomes). De plus, elle présente un avantage instrumental puisqu'aux plus grandes longueurs d'onde, le bruit thermique gagne en importance.

#### Détection des exoplanètes & environnement des étoiles jeunes

La bande L (3.4 - 4.1  $\mu\text{m}$ ) correspond à une fenêtre de transmission atmosphérique prometteuse pour les applications d'observations astrophysiques comme l'étude de matière circumstellaire et la détection de "Jupiters Chauds". La matière chaude, des grains de poussière aux planètes géantes, ont une température comprise entre 300 et 1500 K. Cette gamme de température correspond à un pic d'émission de corps noir dans l'infrarouge moyen. A titre d'exemple, à 800K (température de cristallisation de certains silicates), le pic d'émission thermique est à 3.6  $\mu\text{m}$ , qui est le centre de la bande L. La **Figure 1.16** montre le spectre d'émission d'un Jupiter chaud ainsi que les bandes d'absorption atmosphériques principales. On voit que la bande L est intéressante car aucune bande d'absorption atmosphérique n'y est superposée, rendant cette bande adaptée pour la détection depuis le sol terrestre [23, 30]. Le programme SPITZER, représenté à l'IPAG par Jean-Charles Augereau, est dédié à l'observation sur la bande 3-180  $\mu\text{m}$ . Une partie du travail consiste en l'étude des caractéristiques spectrales des silicates qui, dans le cas de silicates hydratés, tombent dans la bande L (émission entre 3.1 et 4  $\mu\text{m}$ ) [31]. En outre, l'émission d'hydrocarbures aromatiques polycycliques de disques protoplanétaires présente une signature à 3.3  $\mu\text{m}$  [32].

En ce qui concerne la détection de planètes, la **Figure 1.16** montre que la bande L est adéquate puisque le spectre d'émission d'une planète géante, centré à 3.8  $\mu\text{m}$ , présente une forte émission alors qu'aucune bande d'absorption atmosphérique ne dégrade le spectre. Le second argument en faveur de la bande L pour la détection de planète est le rapport de flux entre l'étoile et la planète : en bande L, il présente un minimum de l'ordre de  $10^4$  (voir **Figure 1.17**). Cette information est de première importance car elle permet de relâcher la contrainte instrumentale pour une détection de type *nulling*. En outre, la bande L correspond à une bande favorable en terme de RSB (voir **Figure 1.15**). Les plus grandes longueurs d'onde sont dominées par le bruit thermique des optiques, et les détecteurs nécessitent d'être refroidis, ce qui représente une contrainte instrumentale menant à un design complexe. Aux longueurs d'onde plus courtes, la contrainte sur le cophasage se durcit : la contrainte sur le RSB désiré dans le cadre de la mission PEGASE ( $\text{RSB} > 10$  ou  $\text{RSB} > 5$  selon les

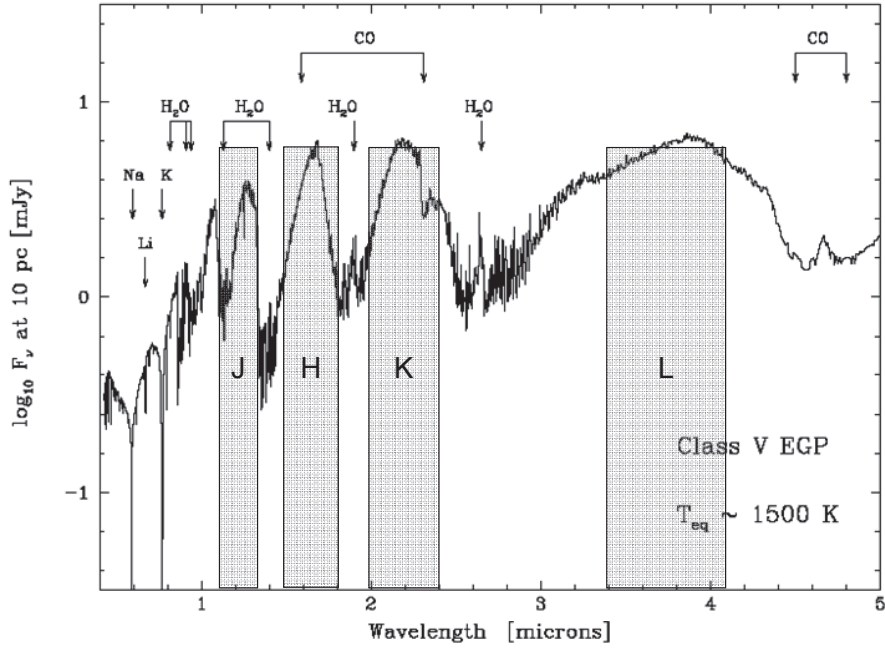


FIGURE 1.16 – Exemple de spectre d'émission planétaire (Jupiter chaud) [33].

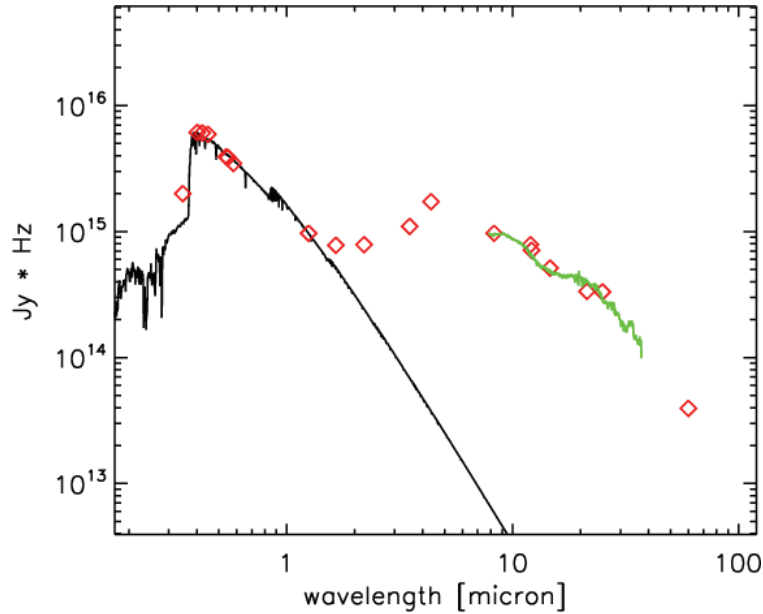


FIGURE 1.17 – Flux de l'étoile (trait plein) et la planète/disque protoplanétaire (points rouges).

objets d'intérêt) impliquerait, en dessous de  $2.5 \mu m$ , un contrôle sub-nanométrique de l'OPD.

Il y a donc un intérêt évident pour la bande L, et certains projets en optique de volume se développent autour de cette bande (ALADDIN), mais aucun en optique intégrée monomode. En effet, pour l'instant, les verres classiques et matériaux à base de silicates ne permettent pas de construire

des guides à ces longueurs d'onde, ce qui explique le manque d'applications. C'est pourquoi nous avons choisi de concentrer nos efforts sur le développement d'un instrument en optique intégrée monomode en bande L en suivant les contraintes imposées par la mission PEGASE, à savoir un taux de réjection de  $10^4$  sur la bande L.

### 1.5.6 Budget d'erreur dans le cas monochromatique

Mon travail de thèse fut de proposer une "recette" pour réaliser un interféromètre annulant en bande L, ce qui suggère d'imaginer une méthode de caractérisation. Le choix de l'optique intégrée, nécessaire pour le filtrage modal, a nécessité la mise en place d'une procédure, la plus reproductible possible, de fabrication de guides et composants plus complexes en bande L. Mais avant de rentrer dans des considérations d'optique guidée, il est nécessaire de quantifier l'impact des différentes sources de fuites instrumentales sur la profondeur du null. L'utilisation de lumière monochromatique (Laser Helium-Néon @ 3.39  $\mu\text{m}$ ) permet de se passer de déphaseur achromatique et de négliger la dispersion différentielle dans les bras de l'interféromètre ainsi que la dispersion dans les éléments optiques du banc de caractérisation. En effet, le laser a une bande spectrale suffisamment étroite pour négliger les dépendances en longueur d'onde. Cependant, le travail au Laser permet de démontrer certaines capacités de l'interféromètre, comme celle de corriger les photométries ou la phase relative entre ses bras, et d'estimer la qualité de la recombinaison des faisceaux. On se place pour cette étude dans le cadre d'un interféromètre à deux voies, et on néglige les source de bruit.

#### Spécification sur le déséquilibre photométrique

On part de l'équation classique de l'interférométrie, à savoir la somme des champs (eq. 1.4), en supposant qu'il n'existe aucun défaut de phase entre les voies et que la visibilité de la source  $V = 1$  (source ponctuelle ou spatialement cohérente, sans fuites). Si les photométries sont équilibrées ( $I_1 = I_2$ ), le taux de réjection  $\rho$  est infini.

Déséquilibrons maintenant les photométries en posant :

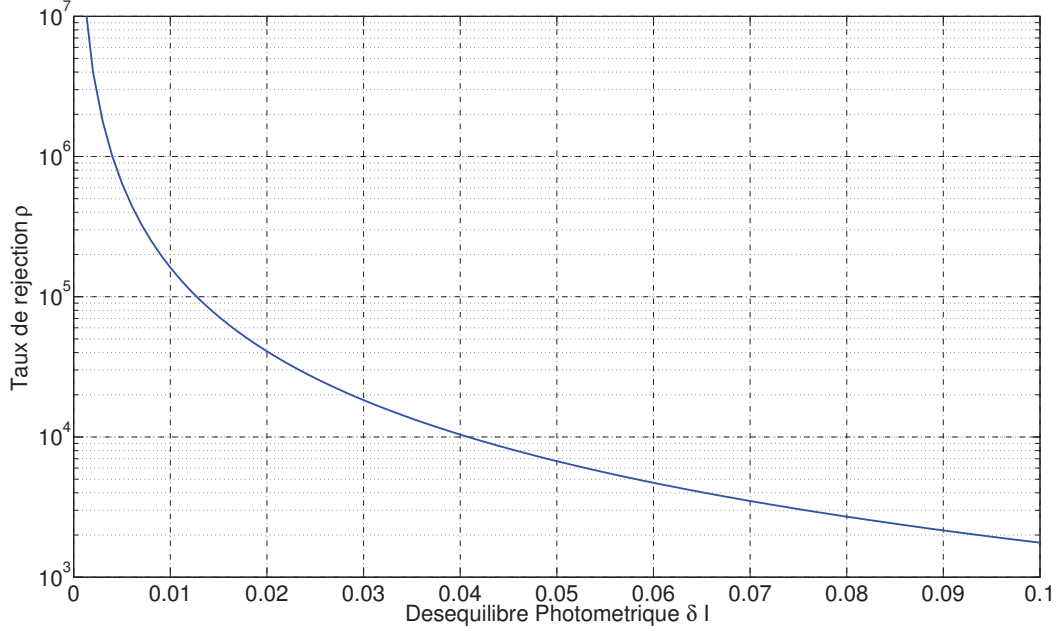
$$I_2 = I_1(1 + \delta I) \quad (1.12)$$

On exprime alors le taux de réjection :

$$\rho = N^{-1} = \frac{I_{m,max}}{I_{m,min}} = \frac{2 + \delta I + 2\sqrt{1 + \delta I}}{2 + \delta I - 2\sqrt{1 + \delta I}} \quad (1.13)$$

La **Figure 1.18** montre que pour atteindre notre objectif de  $10^4$  de taux de réjection, les photométries doivent être équilibrées à au moins 4%. Sur les bancs d'optique de volume comme PERSEE<sup>1</sup>, des obturateurs viennent modifier la taille de la pupille et donc le nombre de photons transmis. Cette méthode modifie également la taille du spot dans le plan focal. Cela peut poser problème dans le cas d'un couplage dans un guide en aval. Nous verrons que notre méthode permet d'ajuster les photométries onChip, sans toucher au faisceau dans le plan pupille. Cette spécification de 4% diffère de la spécification de PEGASE (1%) : il s'agit de la contrainte calculé pour notre composant, sans la prise en compte d'autre source de bruit.

1. Pegase Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinctions



**FIGURE 1.18** – Effet du déséquilibre photométrique sur le taux de réjection. Pour atteindre un taux de réjection de  $10^4$ , il faut que les photométries soient équilibrées à mieux que 4%.

### Spécification sur le cophasage

Pour étudier l'effet d'une erreur de phase entre les voies interférométriques, on suppose maintenant que les photométries sont équilibrées ( $I_1 = I_2 = I_0$ ). On conserve l'hypothèse que la source est ponctuelle ( $V = 1$ ). Introduisons une erreur sur la phase en frange noire : au lieu d'avoir un déphasage de  $\pi$ , on a  $\pi + \delta\phi$ . A partir de l'équation 1.4, on exprime le taux de réjection :

$$\rho = N^{-1} = \frac{I_{m,max}}{I_{m,min}} = \frac{4I_0}{2I_0 + 2I_0 \cos(\pi + \delta\phi)} \quad (1.14)$$

$$\rho = N^{-1} \approx \frac{4}{\delta\phi^2} \quad (1.15)$$

Pour obtenir un nulling de  $10^4$ , l'erreur sur la phase doit respecter l'inégalité :

$$\delta\phi \leq 2 \cdot 10^{-2} \text{ rad} \quad (1.16)$$

A  $3,39 \mu\text{m}$ , qui est la longueur d'onde de notre Laser, cette erreur correspond en terme de différence de marche optique (OPD<sup>1</sup>) à :

$$\sigma_{OPD} = \frac{\lambda}{2\pi} \delta\phi \quad (1.17)$$

On en déduit la spécification concernant l'erreur sur l'OPD suivante :

$$\sigma_{OPD} \leq 10 \text{ nm} \quad (1.18)$$

---

1. Optical Path Delay

Là encore, il s'agit de la contrainte sur l'OPD calculée sans la prise en compte d'autres sources de bruit, c'est pourquoi elle est moins drastique que celle spécifiée pour PEGASE (2.5 nm rms).

### Erreur due à la rotation de la polarisation

Les erreurs sur la polarisation créent des fuites qui dégradent la profondeur du null. On peut distinguer deux effets [34] :

- une erreur sur la phase due à l'écart de phase entre les polarisations TE<sup>1</sup> et TM<sup>2</sup>.
- une erreur de parallélisme entre les flux issus des deux bras de l'interféromètre au moment de la recombinaison due à une rotation différentielle  $\alpha_{rot}$  des polarisations.

La plus forte contrainte est la rotation de la polarisation  $\alpha_{rot}$ , elle s'exprime :

$$\rho = N^{-1} = \frac{4}{\alpha_{rot}^2} \quad (1.19)$$

Il vient que pour obtenir un taux de réjection d'au moins  $10^4$ , il faut :

$$\alpha_{rot}^2 \leq 2 \cdot 10^{-2} rad \quad (1.20)$$

### Conclusion

Les grandeurs auxquelles j'ai prêté attention dans le cadre de mon travail sont l'erreur sur la photométrie et l'erreur sur l'OPD, qui, pour obtenir un taux de réjection d'un moins  $10^4$ , doivent respectivement respecter les conditions suivantes :

$$\delta I \leq 4\% \quad (1.21)$$

$$\sigma_{OPD} \leq 10nm \quad (1.22)$$

Le chromatisme des composants sera étudié expérimentalement, en mesurant la symétrie des paquets d'interférence ainsi que la courbure de phase associée. La courbure de phase correspond à l'aspect non linéaire de la phase de l'interférogramme exprimée en fonction de  $\sigma$ . Au niveau du composant lui-même, la dispersion proportionnelles à la différence de longueur optique entre les bras. Avec un composant dont les bras ont exactement la même longueur optique, le chromatisme ne doit pas affecter le taux de réjection. Le banc lui peut être chromatique, même si dans sa version 3 (voir **Figure 3.7**) la séparatrice a été remplacée par un miroir segmenté pour en limiter les effets. Des mesures en large bande seront néanmoins effectuées et discutées plus loin.

#### 1.5.7 La dispersion chromatique

On appelle dispersion chromatique de manière générale toute dépendance en longueur d'onde des propriétés optiques d'un matériau ou des propriétés de guidage d'un guide d'onde. En interférométrie, on verra que la dispersion n'est pas une bonne chose car elle peut, dans le cas d'un interféromètre non parfaitement symétrique, détériorer le contraste des franges d'interférence.

---

1. Transverse Électrique  
2. Transverse Magnétique

### Expression de l'interférogramme en large bande non dispersé

En polychromatique, on peut exprimer l'interférogramme comme la somme des interférogrammes monochromatiques qui composent la bande spectrale de la source. On rappelle l'équation d'un interférogramme monochromatique (**Équation 1.4**) :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} V \cos(\phi)$$

avec  $I$  l'intensité mesurée, et  $\phi$  le déphasage entre les voies interférométriques au niveau de la recombinaison.

En introduisant une différence de marche  $\delta$  dans un milieu d'indice  $n$ , qui est supposé non dispersif, afin de balayer les franges d'interférences, on introduit une phase  $\phi$  entre les bras telle que, pour une longueur d'onde  $\lambda$  :

$$\phi = 2\pi\sigma x \quad (1.23)$$

avec  $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ ,  $n$  l'indice de réfraction du milieu et  $x$  l'OPD. On rappelle la définition de l'OPD :  $x = n \cdot \delta$  avec  $\delta$  la différence de marche entre les voies interférométriques. La figure d'interférence polychromatique est vue comme la somme des figures monochromatiques (on suppose  $I_1 = I_2 = 1$ ) :

$$I_{tot} = \sum_{\sigma=\sigma_{min}}^{\sigma_{max}} 2I_0(\sigma) \cdot \left(1 + \cos(2\pi\sigma x)\right) \quad (1.24)$$

avec  $I_0(\sigma)$  la distribution d'intensité spectrale de la source.

Le retard de phase induit est linéaire en  $\sigma$  et donc dépendant de  $\lambda$ , et il vient que toutes les longueurs d'onde ne vont pas accumuler le même retard de phase pour une même valeur de  $x$ . Cette idée est illustrée en **Figure 1.19**, où l'on voit bien que les interférogrammes n'ont pas tout à fait le même interfrange. La somme des contributions présente une enveloppe centrée sur l'OPD nul et décroissante avec l'éloignement de ce point. Au voisinage de la différence de marche nulle, toutes les longueurs d'onde ont le même état de phase, le contraste est maximum. Dès lors qu'on s'éloigne de l'OPD nul, les figures d'interférences des différentes contributions spectrales se brouillent mutuellement et le contraste des franges diminue.

La largeur du paquet central (et donc le nombre de franges qu'il contient) est liée à la largeur spectrale de la source  $\Delta\lambda$ . On définit le temps de cohérence de la source  $\tau_c$  et la longueur de cohérence  $L_c$  :

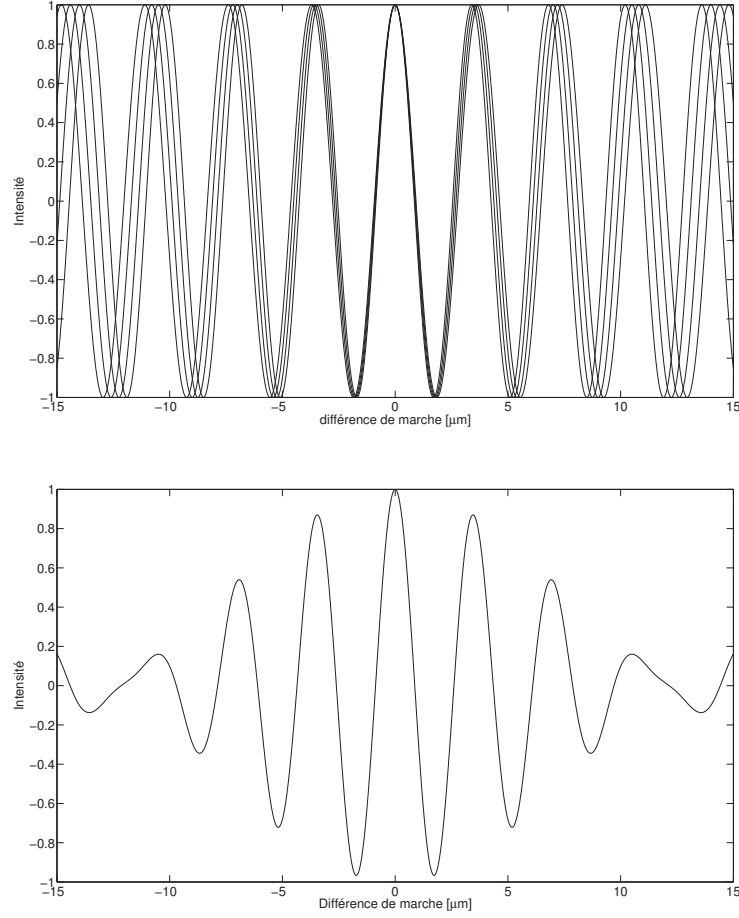
$$\tau_c = \frac{1}{c} \cdot \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} = \frac{L_c}{c} \quad (1.25)$$

avec  $c$  la célérité de l'onde et  $\lambda_0$  la longueur d'onde centrale de la source.

Plus une source est large spectralement, moins sa longueur de cohérence est grande et donc plus le brouillage apparaîtra près de la position d'OPD nul. On peut relier le nombre de franges dans le paquet central (jusqu'au premier minimum de l'enveloppe)  $N_{franges}$  à la largeur spectrale de la source :

$$N_{franges} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1.26)$$





**FIGURE 1.19** — En haut : Ensemble d'interférogrammes monochromatiques simulés pour  $\lambda = 3.4, 3.5, 3.6$  et  $3.7 \mu\text{m}$ . En bas : somme des contributions.

Si l'on considère une source dont le spectre est de forme rectangulaire et de largeur à mi-hauteur  $\Delta\sigma$ , la différence de phase maximale sur ce spectre est :

$$\Delta\phi_{max} = 2\pi\Delta\sigma x \quad (1.27)$$

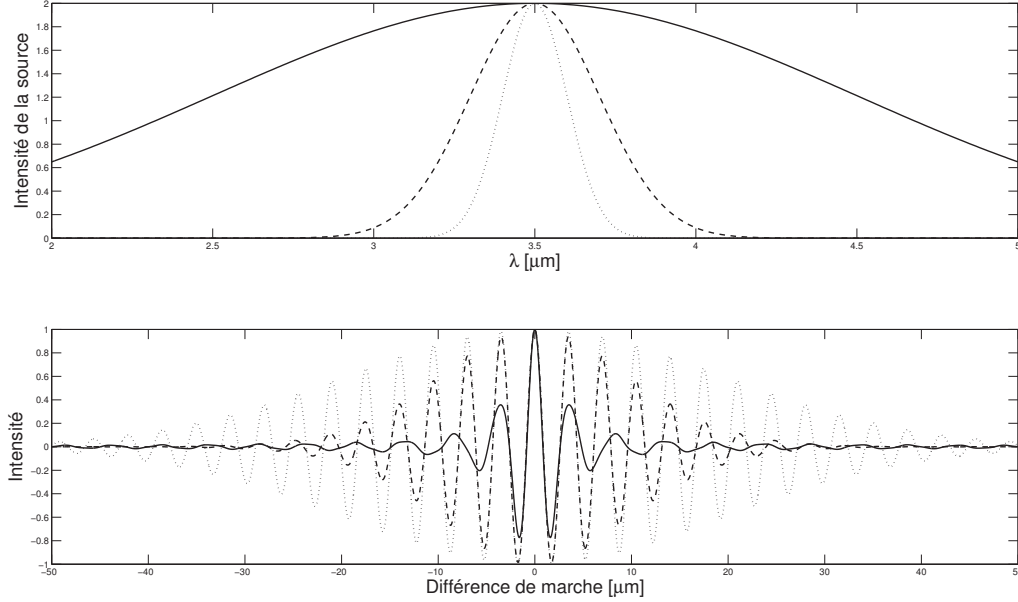
avec  $x$  l'OPD induit pour balayer les franges.

Pour que les franges ne soient pas brouillées, il faut :

$$\Delta\phi_{max} \ll 2\pi \text{ et donc } x \ll \Delta\sigma \quad (1.28)$$

On notera que l'OPD, c'est à dire un retard de groupe dans un milieu non dispersif, peut être associé à une dépendance linéaire de la phase relative entre les bras et le nombre d'onde  $\sigma$ . L'OPD permet de rattraper un retard de phase éventuel non dispersé (c'est le cas des lignes à retard dans un milieu non dispersif) et translate le paquet d'interférence sur l'axe des  $x$  dans le déformer.

On a vu pourquoi, en large bande, le contraste des franges diminuait  $x$ , mais il reste maximum



**FIGURE 1.20** – Simulation illustrant l’influence de la largeur spectrale de la source (en haut) sur l’interférogramme (en bas).

à l’OPD nul ( $x = 0$ ). En effet le terme de phase induit par l’application d’OPD est linéaire en  $x$  (OPD), et quand  $x = 0$ , toutes les contributions en longueur d’onde ont le même état de phase. Voyons maintenant comment la dispersion peut affecter le contraste des franges, même à l’OPD nul.

### Dispersion chromatique

Avant de parler de dispersion différentielle, je vais introduire brièvement la notion de dispersion chromatique. Dans un guide d’onde, la dispersion chromatique peut être subdivisée en deux dispersions dont les origines physiques sont distinctes. D’abord la dispersion du matériau  $D_{mat}$ , qui est la dépendance de son indice de réfraction avec la longueur d’onde.  $D_{mat}$  rend compte d’une propriété physique intrinsèque du matériau : toutes les longueurs d’onde ne voient pas le même indice, qui devient une fonction de  $\sigma$ .

La dispersion du guide  $D_{guide}$ , si on se trouve dans un guide d’onde, vient s’ajouter à  $D_{mat}$ . Elle provient du fait que la distribution lumineuse du mode guidé dépend de  $\lambda$  et dépend de la structure géométrique du guide. En d’autres termes, la structure d’indice du guide n’est pas identique pour toutes les longueurs d’onde. Toutes les longueurs d’onde ne s’y propagent pas avec le même indice effectif.

On définit la dispersion totale  $D$  :

$$D = D_{mat} + D_{guide} \quad (1.29)$$

La dispersion du matériau est définie telle que :

$$D_{mat} = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \quad (1.30)$$

et la dispersion du guide telle que :

$$D_{guide} = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{\partial^2 n_{eff}}{\partial \lambda^2} \quad (1.31)$$

La dispersion du guide et du matériau sont deux origines d'un même conséquence : les longueurs d'onde ne voyagent pas toutes à la même vitesse.

On exprime  $D$  de manière générale :

$$D = \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) = \frac{\partial \tau_g}{\partial \lambda} \quad (1.32)$$

avec  $v_g$  la vitesse de groupe et  $\tau_g$  le temps de groupe, que l'on peut exprimer comme suit :

$$v_g = \frac{\partial w}{\partial \beta} = v_\phi - \lambda \cdot \frac{\partial v_\phi}{\partial \lambda} \quad (1.33)$$

Avec  $w$  la pulsation de l'onde,  $\beta$  la constante de propagation du milieu (ou guide) dans lequel la lumière se propage et  $v_\phi = \frac{w}{\beta}$  la vitesse de phase de l'onde. Si  $\frac{\partial v_\phi}{\partial \lambda} = 0$  (cas d'un milieu dit non dispersif),  $v_g = v_\phi$ . Un paquet d'onde se propageant dans un milieu dispersif n'est pas déformé car ses vitesses de phase et de groupe sont identiques.

$$\tau_g = \frac{1}{v_g} = \frac{\partial \phi}{\partial w} = \frac{\partial \beta}{\partial w} \quad (1.34)$$

Il vient, en ce qui concerne la dispersion totale :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{\partial \tau_g}{\partial w} = -2\pi c \sigma^2 \frac{\partial^2 \beta}{\partial w^2} = -\frac{\sigma^2}{2\pi c} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \sigma^2} \quad (1.35)$$

avec  $\sigma = \frac{1}{\lambda}$

### Dispersion différentielle entre deux bras de l'interféromètre

La dispersion n'a d'effet, en interférométrie, que si elle n'est pas la même sur les différents bras de l'interféromètre. Utilisons un modèle d'interféromètre à deux bras, tel qu'une jonction Y (2 vers 1) en optique intégrée. Les bras 1 et 2 ont respectivement les constantes de propagation, supposées chromatiques,  $\beta_1(\sigma)$  et  $\beta_2(\sigma)$ , et les longueurs  $L_1$  et  $L_2$ . En ajoutant un OPD  $x$  avec une ligne à retard dans l'air par exemple, la phase relative entre les bras  $\phi$  à la jonction s'écrit [35, 36] (On ne fait pas apparaître dans cette section les contributions de l'électro-optique. Cela sera traité dans la **Section 4.3.2**) :

$$\phi = \phi_2 - \phi_1 = 2\pi\sigma x + (\beta_2(\sigma) \cdot L_2 - \beta_1(\sigma) \cdot L_1) = 2\pi\sigma x + \beta_2(\sigma) \cdot \Delta L + \Delta\beta \cdot L_1 \quad (1.36)$$

avec  $\Delta L = L_2 - L_1$  la différence de longueur physique entre les bras de l'interféromètre et  $\Delta\beta(\sigma) = \beta_2(\sigma) - \beta_1(\sigma)$  la différence de constante de propagation entre les bras. En dérivant deux fois  $\phi$  par rapport à  $\sigma$  on obtient :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \sigma^2} = \frac{\partial^2 \beta_2}{\partial \sigma^2} \cdot \Delta L + \left( \frac{\partial^2 \beta_2}{\partial \sigma^2} - \frac{\partial^2 \beta_1}{\partial \sigma^2} \right) \cdot L_1 \quad (1.37)$$

En utilisant l'expression de  $D$  de l'Équation 1.35 dans l'Équation 1.37, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \sigma^2} = -2c\pi\lambda^2 \cdot (D_2 \cdot \Delta L + L_1 \cdot \Delta D) \quad (1.38)$$

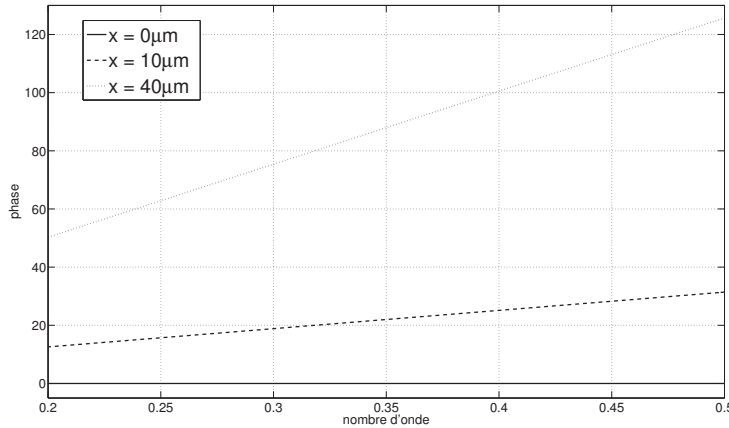
avec  $\Delta D = D_2 - D_1$ , la différence entre les dispersions des deux bras de l'interféromètre.

On observe ici que la courbure de phase en fonction de  $\sigma$  rend directement compte de la dispersion au premier ordre. Nous allons voir que la phase peut aussi contenir des dépendances en  $\sigma$  d'ordres supérieurs qui ont des effets spécifiques sur la distorsion du paquet de frange.

Si les guides sont dispersifs mais identiques, on a  $\beta_1(\sigma) = \beta_2(\sigma)$ . Supposons aussi que les bras ont la même longueur :  $L_1 = L_2$ .  $\phi$  se simplifie :

$$\phi = \phi_1 - \phi_2 = 2\pi\sigma x \quad (1.39)$$

En d'autres termes, les dispersions des deux bras se compensent et on se retrouve en présence d'un interférogramme non dispersé tel que dans la Figure 1.20. Comme le montre la Figure 1.21,  $\phi(\sigma)$  est une fonction linéaire pour tout  $x$ . On voit qu'à l'OPD nul,  $\phi(\sigma)$  est une constante : toutes les composantes spectrales ont le même état de phase et interfèrent constructivement pour donner une amplitude maximale. Pour  $x > 0$ , la pente de  $\phi(\sigma)$  traduit déphasage relatif entre les composantes spectrales, responsable du brouillage des franges en large bande.



**FIGURE 1.21** – Phase relative entre les deux bras de l'interféromètre en fonction de  $\sigma$  pour quelques valeurs de différence de marche  $x$ .

On observera un phénomène de dispersion si les deux bras ne sont pas équivalents

- en longueur  $L$
- en constante de propagation  $\beta(\sigma)$ .

Dans ce cas, la phase relative entre les bras  $\phi$  peut s'écrire (**Équation 1.36**) :

$$\phi = 2\pi\sigma x + \bar{L} \cdot \Delta\beta(\sigma) + \bar{\beta}(\sigma) \cdot \Delta L \quad (1.40)$$

avec  $\bar{\beta}(\sigma)$  la moyenne des indices  $\beta_1(\sigma)$  et  $\beta_2(\sigma)$ ,  $\bar{L}$  la moyenne des longueurs  $L_1$  et  $L_2$ ,  $\Delta L$  la différence de longueur entre les bras,  $\Delta\beta(\sigma)$  la différence  $\beta_1(\sigma) - \beta_2(\sigma)$  entre les bras.

On remarque qu'avec des termes différentiels nuls, il n'y a pas de dispersion. On peut réécrire l'**Équation 1.40** avec les indices des propagation :

$$\phi = 2\pi\sigma x + 2\pi\sigma(\bar{L} \cdot \Delta n_{eff}(\sigma) + n_{eff}^-(\sigma) \cdot \Delta L) \quad (1.41)$$

avec  $\Delta n_{eff}(\sigma)$  la différence d'indice effectif entre les bras et  $n_{eff}^-(\sigma)$  l'indice effectif moyen des bras.

En partant de l'**Équation 1.41**, on peut envisager plusieurs cas :

— L'interféromètre est parfait géométriquement, alors :

$$\phi = 2\pi\sigma x + 2\pi\sigma(\bar{L} \cdot \Delta n_{eff}(\sigma)) \quad (1.42)$$

Dans ce cas, si  $\Delta n_{eff}(\sigma) = cste \forall \sigma$ , l'effet est d'ajouter de l'OPD, soit un décalage de paquet rattrapable avec une ligne à retard. Dès lors que  $\Delta n_{eff}(\sigma)$  dépend de  $\sigma$  au moins linéairement au premier ordre, il y a courbure de phase et dispersion :  $\phi$  a une dépendance en  $\sigma^2$ .

— L'interféromètre présente une dissymétrie géométrique ( $\Delta L \neq 0$ ), mais pas de différence de constante de propagation :

$$\phi = 2\pi\sigma x + 2\pi\sigma(n_{eff}^-(\sigma) \cdot \Delta L) \quad (1.43)$$

Là encore, si  $n_{eff}^-(\sigma)$  dépend au moins linéairement de  $\sigma$ , il y a courbure de phase.

— Avec les deux défauts, les effets sur la phase doivent être sommés.

On peut donc écrire la phase totale comme la somme de la contribution de la propagation dans l'air (supposé non dispersif dans cette étude) et d'une contribution dispersive :

$$\phi = \phi_0(\sigma) + \phi_\sigma(\sigma) \quad (1.44)$$

avec  $\phi_0(\sigma) = 2\pi\sigma x$ .

De manière générale, on peut écrire  $\phi_\sigma(\sigma)$  comme une série de Taylor autour de  $\sigma_0 = \frac{1}{\lambda_0}$  ( $\lambda_0$  étant la longueur d'onde centrale de la source), en supposant  $|\sigma - \sigma_0|$  petit :

$$\phi_\sigma(\sigma) = a_0 + a_1(\sigma - \sigma_0) + a_2(\sigma - \sigma_0)^2 + a_3(\sigma - \sigma_0)^3 + \dots \quad (1.45)$$

avec  $a_0$  une constante (phase pure),  $a_1$  le coefficient d'ordre 1 de dispersion chromatique qui peut être annulé grâce à une ligne à retard dans l'air et  $a_2$  et  $a_3$  les coefficients d'ordre 2 et 3 de dispersion chromatique. Ce sont ces coefficients d'ordres 2 et 3 qui sont synonymes de dispersion chromatique différentielle due aux guides dispersifs et qui sont donc responsables de la dégradation du contraste à cause des distorsions de phase, cet effet ne pouvant être corrigé par une ligne à retard dans l'air. On peut traduire l'équivalence courbure de phase - dispersion en terme de temps de groupe. On rappelle que le temps de groupe s'écrit :

$$\tau_g = \frac{\partial \phi}{\partial w} = \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial w} = \frac{1}{2\pi c} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \quad (1.46)$$

En reprenant le développement limité de la phase  $\phi_\sigma(\sigma)$  exprimé dans l'**Équation 1.45**, on obtient :

$$\tau_g = \frac{1}{2\pi c} \left( 2\pi x + a_1 + a_2(\sigma - \sigma_0) + a_3(\sigma - \sigma_0)^2 + \dots \right) \quad (1.47)$$

Le premier terme responsable de la dispersion  $a_2$  introduit une dépendance linéaire du temps de groupe en  $\sigma$ , tandis que  $a_3$  introduit une dépendance quadratique, etc... Avec des termes de courbure de phase nuls (c'est à dire que seuls  $a_0$  et  $a_1$  sont non nuls, le temps de groupe est constant pour  $x$  donné, est varie proportionnellement à l'OPD  $x$ .

### Effet sur le contraste

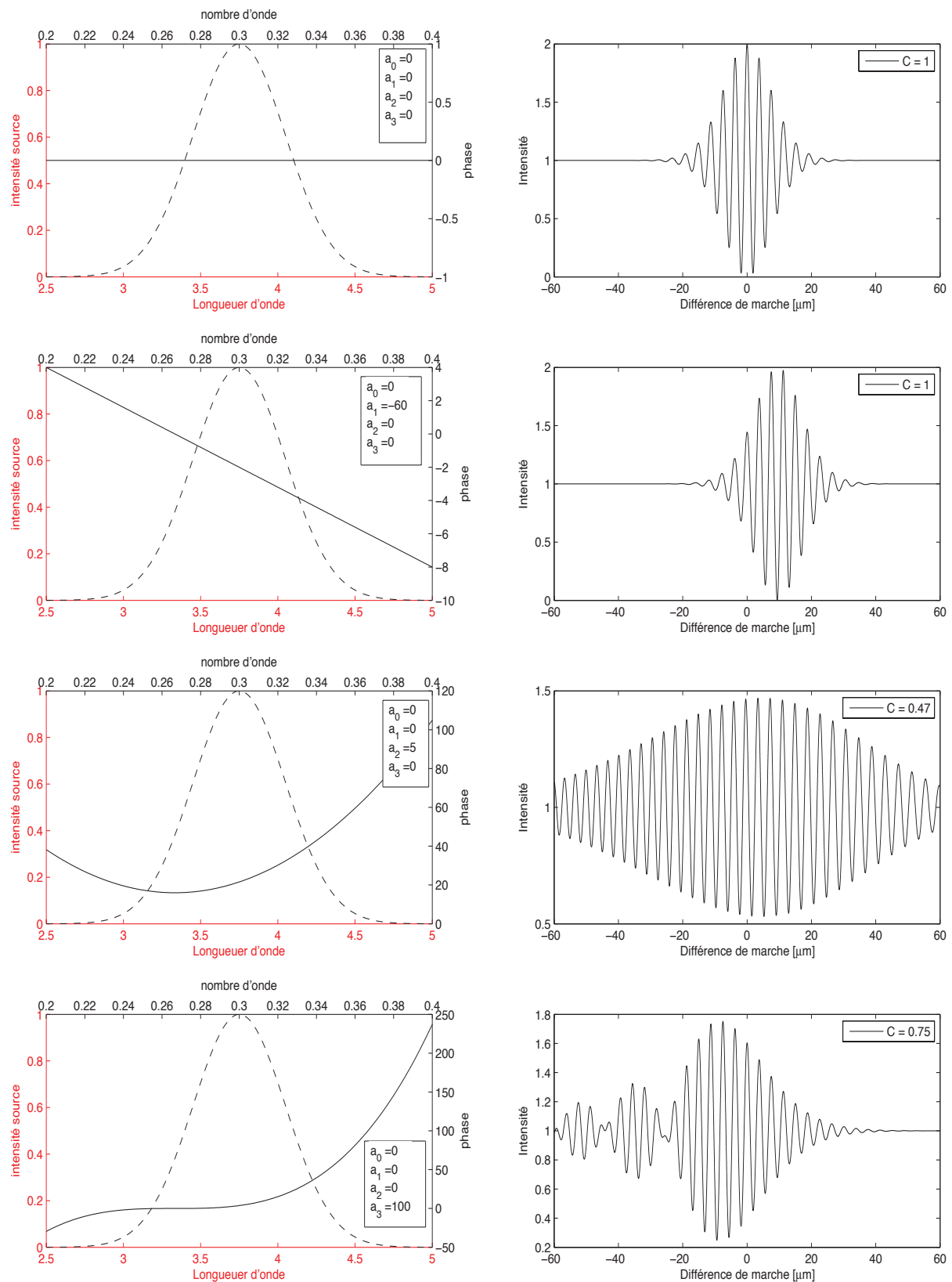
La **Figure 1.22** montre les effets des différents ordres de la courbure de phase sur l'interférogramme. On remarque que l'ordre 1 fait l'effet d'un OPD et décale le paquet sans le déformer. Un ordre 2 non nul étale le paquet et réduit son contraste tout en induisant une légère asymétrie. L'ordre 3 induit une asymétrie plus significative.

La dispersion est donc une source additionnelle de détérioration du contraste, à l'instar des fuites stellaires et défauts de l'instrument. Cependant, si la dispersion est la même dans les deux bras de l'interféromètre, elle est sans effet. La stratégie est donc d'essayer de fabriquer un interféromètre très symétrique, de sorte que  $\beta_1(\sigma) \cdot L_1 = \beta_2(\sigma) \cdot L_2$ .

Afin de connaître la dispersion que l'on peut tolérer pour l'application de nulling avec un taux de réjection de  $10^4$ , j'ai simulé l'interférogramme à partir des paramètres  $a_2$  et  $a_3$  (cf **Équation 1.45**) et mesuré le contraste de la frange noire. La simulation a été réalisée en utilisant la formule suivante pour le calcul des interférogrammes :

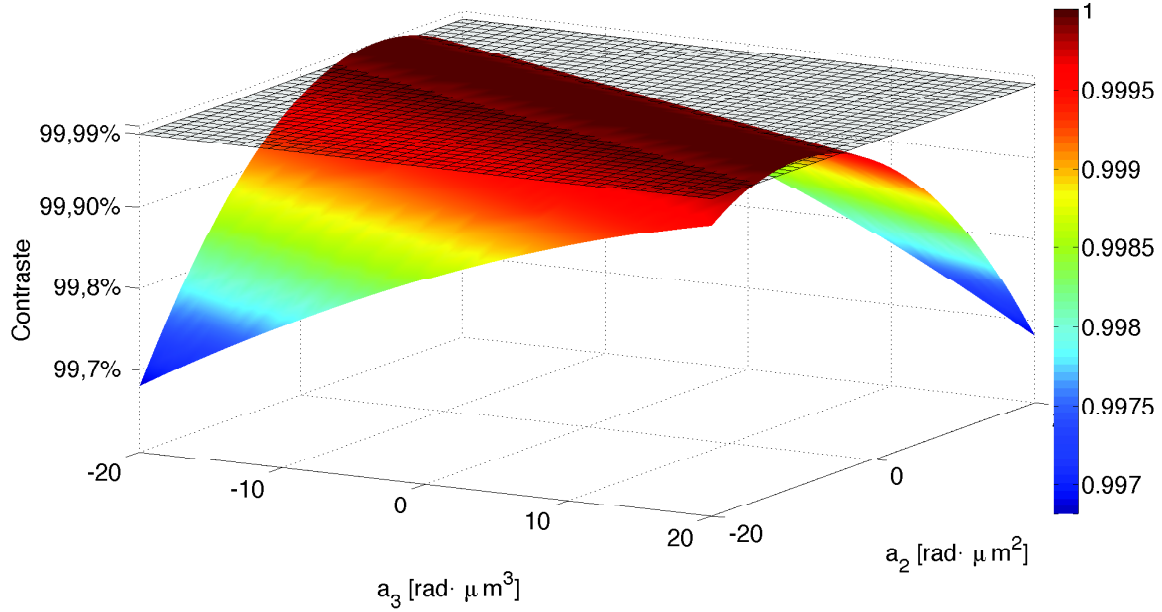
$$I_{tot} = \sum_{\sigma=\sigma_{min}}^{\sigma_{max}} I_0(\sigma) \cos(2\pi\sigma x + \phi_\sigma(\sigma)) \quad (1.48)$$

avec  $I_0(\sigma)$  la distribution d'intensité spectrale de la source alimentant l'interféromètre,  $x$  l'OPD et  $\phi_\sigma(\sigma)$  la phase différentielle due à la dispersion (cf **Équation 1.45**).

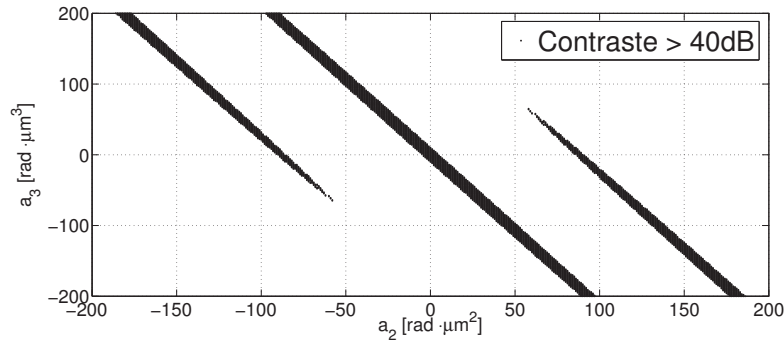


**FIGURE 1.22** – Illustration de l'effet des différents ordres de courbure de phase sur l'interférogramme large bande (simulations). A gauche : la densité spectrale d'énergie de la source et la phase du paquet de frange en fonction de  $\sigma$  pour la différence de marche nulle. A droite : le paquet de franges obtenu.

Les résultats, présentés en **Figure 1.23** et **Figure 1.24**, nous montrent qu'une dispersion d'ordre 2 peut être compensée par une dispersion d'ordre 3, et donc que l'on peut obtenir un bon contraste avec des coefficients  $a_2$  et  $a_3$  non nuls.



**FIGURE 1.23** – Contraste de la frange noire en fonction des paramètres de courbure de phase  $a_2$  et  $a_3$ , simulé avec une source de type porte allant de 3.4 à 4.1  $\mu\text{m}$ . Le surface "mesh" représente la limite de contraste à atteindre : 0.9999 soit  $10^4$  ou 40 dB.



**FIGURE 1.24** – Jeux de paramètres  $a_2, a_3$  permettant d'obtenir un contraste d'au moins 40 dB par simulation numérique.



On pourrait jouer sur la dispersion du guide, c'est à dire celle générée par sa structure géométrique, afin de compenser la géométrie du matériau ou se placer dans des conditions (couple  $a_2, a_3$ ) offrant un contraste satisfaisant à l'OPD nulle. Une telle compensation a déjà été réalisée avec des guides *ridge* de très petite taille (1  $\mu\text{m}$  de large) dans du Niobate de Lithium [37].

### 1.5.8 Relâchement des contraintes instrumentales

La **Section 1.5.6** nous permet de connaître la contribution des trois sources d'erreur instrumentales principales :

- l'erreur de déphasage entre les voies interférométriques
- le déséquilibre photométrique
- l'erreur de colinéarité entre les polarisations

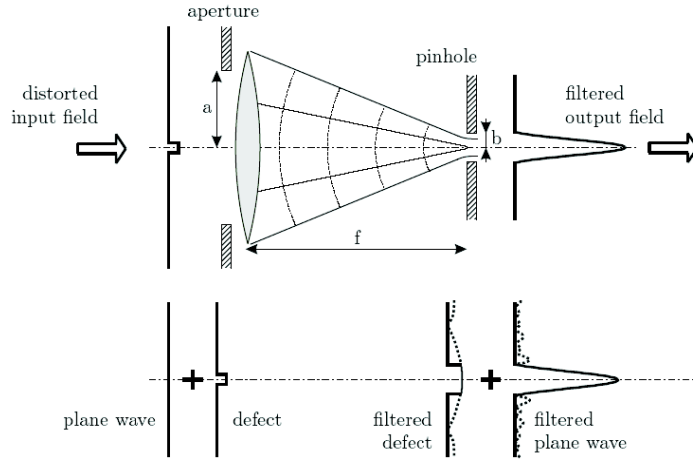
Il en résulte des contraintes instrumentales très élevées pour obtenir un taux de réjection de  $10^4$ . En effet, les erreurs dues aux fuites stellaires, contributions du nuage zodiacal et exozodiacal peuvent être limitées par des méthodes de modulation ou une calibration, mais le RSB dépend aussi et surtout de la qualité de l'instrument. Les contraintes instrumentales sont résumées dans la **Section 1.5.6**. Leger et al. [38] montrent que pour atteindre un taux de réjection de  $10^5$  à 10  $\mu\text{m}$ , la différence de marche optique et la qualité des optiques doivent être contrôlées à  $\lambda/2000$ , et les erreurs de pointages ne doivent pas dépasser  $1/1600^{\text{ème}}$  du disque d'Airy. Dans le cas de télescopes terrestres, ces spécifications sont quasiment rédhibitoires car l'atmosphère turbulente dégrade le front d'onde en induisant des perturbations de phase. Afin de rendre l'interférométrie en frange noire réalisable, il est nécessaire de relâcher les contraintes instrumentales. Il existe à ce jour deux solutions de filtrage dont l'efficacité a été quantifiée par Mennesson et al. [39] : le filtrage spatial et le filtrage modal. Ces méthodes présentées ci-dessous ne permettent néanmoins pas de corriger la différence de marche de bas ordre. Pour ce faire, il est nécessaire d'utiliser un suiveur de frange dont les performances seront présentées plus loin dans ce manuscrit.

#### Le filtrage spatial

Le filtrage spatial est, comme son nom l'indique, une méthode de filtrage visant à nettoyer spatialement un faisceau en éliminant les perturbations générées aux hautes fréquences spatiales. En plaçant un trou de la dimension de la tache d'Airy au foyer d'une optique de focalisation (comme illustré sur la **Figure 1.25**), on élimine certains types de défaut de phase, mais pas l'ordre le plus bas, correspondant à la différence de marche optique pure [40]. Ollivier et Mariotti [41], et Ollivier 1999 [28] ont étudié théoriquement et expérimentalement cette méthode dans le cas de l'interférométrie en frange noire.

Le filtrage spatial a l'avantage d'être facile à mettre en œuvre et de nettoyer efficacement le front d'onde pour des perturbations générées à des fréquences spatiales élevées. En revanche, il présente trois inconvénients majeurs :

- Il faut trouver un compromis entre l'efficacité du filtrage et les pertes dues au filtrage. Si on se limite au premier zéro de la fonction d'Airy, les pertes sont d'environ 16%.
- Le filtrage spatial ne permet pas de filtrer les basses fréquences. La fréquence de coupure du



**FIGURE 1.25** – Illustration du principe de filtrage spatial. Source : Wallner et al. [42]

filtre passe-bas  $\nu_c$  s'exprime (cf **Figure 1.25**) :

$$\nu_c = \frac{b}{2\pi f} \quad (1.49)$$

— Enfin, la méthode est très chromatique (la taille du disque d'Airy dépend de  $\lambda$ ).

### Le filtrage modal

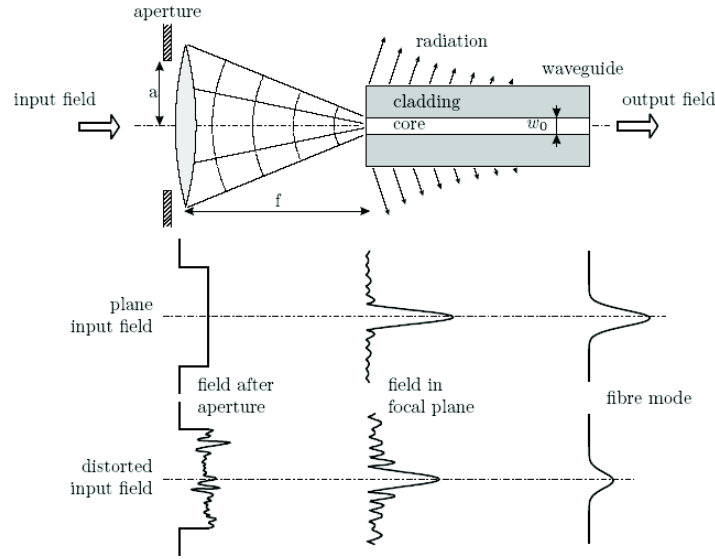
Le filtrage modal est une méthode qui améliore la qualité du filtrage : il s'agit d'injecter le flux incident qui a subi une dégradation en phase de son front d'onde dans un guide d'onde. Si ce guide est monomode dans la bande d'intérêt, seul son mode fondamental est excité. Toute fluctuation de phase, à l'échelle de la pupille, est alors détruite car dans un guide monomode, l'onde se propage avec une phase unique conditionnée par le guide lui-même (sa structure géométrique et son profil d'indice). Les "erreurs" de phase du faisceau incident sont alors transformées en fluctuations d'intensité, et la sortie ne dépend que des caractéristiques du guide, pas de l'onde incidente. On a vu dans la section 1.5.6 que le déséquilibre photométrique affectait moins gravement les performances d'un nuller que les fluctuations de phase. L'utilisation d'un filtrage modal permet donc de relâcher les contraintes instrumentales.

Le filtrage modal présente deux avantages principaux :

- Il corrige toutes les aberrations sauf le piston (ordre 0).
- Il est achromatique sur une large bande de longueur d'onde (la bande de monomodécité du guide utilisé pour le filtrage).

Mennesson et al. [39] ont étudié les performances des différentes méthodes de filtrage, dans l'optique d'obtenir un nulling à  $10^{-6}$  à  $10 \mu\text{m}$ . Les résultats sont présentés dans le **Tableau 1.2**.

On remarque que le filtrage modal relâche particulièrement les contraintes sur la qualité du front d'onde en phase, ainsi que sur la dérive locale d'amplitude. C'est en partie pour cette raison que



**FIGURE 1.26** – Illustration du principe de filtrage modal : les défauts de haute fréquence spatiale du front d'onde sont rayonnés et non pas guidés. Source : Wallner et al. [42]

Type de défaut	Pas de correction	filtrage spatial	filtrage modal
OPD rms (nm) $\lambda = 10 \mu\text{m}$	3,1	3,1	3,1
Tilt rms	$9 \cdot 10^{-4} \lambda/D$	$9 \cdot 10^{-4} \lambda/D$	$6,4 \cdot 10^{-2} \lambda/D$
Fluctuation de phase du front d'onde rms	$\lambda/4400$	$\lambda/400$	$\lambda/63$
Dérive générale d'amplitude relative	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
Dérive locale d'amplitude rms	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	0,1
Déphasage entre les polarisations (rad)	$2,83 \cdot 10^{-3}$	$2,83 \cdot 10^{-3}$	$2,83 \cdot 10^{-3}$
Rotation différentielle des polarisations (rad)	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$

**TABLE 1.2** – Contraintes instrumentales pour obtenir un taux de réjection de  $10^6$  à  $10 \mu\text{m}$  pour différentes méthodes de filtrage (Mennesson et al. [39])

nous avons choisi l'optique intégrée : cela nous permet de relâcher les contraintes instrumentales de manière significative, tout en réduisant l'encombrement et en augmentant la stabilité de l'instrument. Dans le cadre d'une mission spatiale, ces arguments sont de poids. En outre, l'optique intégrée ouvre la voie à des composants actifs, dont le pilotage par effet électro-optique très rapide permettra d'équilibrer les photométries et de corriger la différence de marche optique en temps réel.

## 1.6 Contexte à l'IPAG

Je ne suis pas le premier à m'intéresser à l'interférométrie à haut contraste à l'IPAG<sup>1</sup>. La recherche d'exoplanètes y a commencé il y a déjà de nombreuses années. Outre les instruments

1. Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble

audacieux en optique de volume réalisés à l'IPAG (SPHERE<sup>1</sup>, AMBER<sup>2</sup>), le département s'est doté d'un pôle d'optique intégrée innovant. On peut citer le concept du 2TABCD [43] qui vient de l'IPAG, ou PIONIER<sup>3</sup>, un instrument d'optique intégrée actuellement instrument visiteur au VLTI<sup>4</sup> et qui donne de nombreux résultats. Je citerai d'abord la thèse de Lucas Labadie [44], soutenue en 2005, qui constitue une étude de la viabilité d'une solution de recombinaison des faisceaux basée sur l'optique intégrée fonctionnant dans l'infrarouge moyen (4-20  $\mu\text{m}$ ). Il a développé des guides creux métalliques monomodes @ 10  $\mu\text{m}$  dont la longueur de filtrage, nécessaire à l'extinction des modes supérieurs d'un facteur  $10^6$ , est inférieure à 100  $\mu\text{m}$  sur la gamme spectrale 10-20  $\mu\text{m}$ . Parallèlement, il a développé des guides plans en ZnSe sur substrat ZnS ainsi que des guides plans à base de verres de chalcogénures guidant dans l'infrarouge moyen. En 2011, il publie un article [45] présentant un recombineur en optique intégré opérant en bande N et monomode à 10  $\mu\text{m}$ . Ce recombineur affiche une performance, en terme de contraste, de 98.1% en lumière monochromatique @ 10  $\mu\text{m}$  et des pertes de 0.5 dB/cm. Romain Grille, qui a soutenu sa thèse [46] en 2009, a étudié les performances, en terme de filtrage, de composants d'optique intégrée dans le cadre de l'interférométrie annulante pour la recherche d'exoplanètes. Son travail, centré sur la bande 6-20  $\mu\text{m}$ , a fourni des données quantifiées pour le choix des composants en optique intégrée dans le cadre du nulling. Dans sa conclusion, il propose comme perspective des composants actifs avec contrôle de la phase onChip et même une boucle d'asservissement du chemin optique. Ma thèse s'inscrit donc complètement dans la continuité des travaux effectués à l'IPAG (anciennement LAOG<sup>5</sup>).

## 1.7 Conclusion

Le détection d'exoplanètes est une entreprise difficile. Leur observation nécessite une grande résolution angulaire, elles sont très peu lumineuses par rapport à leur étoile et le peu de photons qu'elles émettent doit être distingué de ceux émis par l'étoile et l'environnement planétaire. Cependant, l'interférométrie en frange noire offre une solution même si des progrès instrumentaux doivent encore être réalisés. PEGASE requiert taux d'extinction  $< 10^{-4}$  en mode *nulling*. Cette performance peut être atteinte par la réalisation d'un senseur de frange (*fringe sensor*) doté d'une précision de 2.5 nm rms [29]) et d'un dispositif assurant l'équilibre photométrique entre les voies interférométriques avec une précision de 1% [29]). Ces spécifications permettent de limiter les effets des différentes sources de bruit (astronomique, instrumental, statistique) qui affectent le RSB et la profondeur du *null*. Mon travail de thèse s'articule autour de ces contraintes, en proposant l'étude d'une solution technologique à la recombinaison en optique guidée de deux fronts d'onde incidents au sein d'un unique instrument capable de corriger en temps réel l'OPD et d'ajuster les photométries. La caractéristique monomode des guides utilisés permet un relâchement des contraintes sur la planéité du front d'onde incident. Réaliser un tel organe s'inscrit dans l'effort instrumental nécessaire pour qu'un jour, des projets tels que PÉGASE ou Darwin/FKSI voient le jour.

- 
1. Spectro Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch
  2. Agreement for the Astronomical Multi-Beam Recombiner
  3. Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment
  4. Very Large Telescope Interferometer
  5. Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble

## Chapitre 2

# Nulling & Optique intégrée active

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>État de l'art de l'optique guidée en bande L . . . . .</b>	<b>46</b>
<b>2.2</b>	<b>Théorie sur l'optique guidée . . . . .</b>	<b>46</b>
2.2.1	Principe du guidage : le guide d'onde plan . . . . .	47
2.2.2	Guides diélectriques diff :Ti en surface . . . . .	51
2.2.3	Note sur les guides réalisés par échange protonique (PE) . . . . .	52
<b>2.3</b>	<b>Effet électro-optique : vers des interféromètres intégrés compacts . . .</b>	<b>53</b>
2.3.1	L'effet Pockels dans le cas général . . . . .	54
2.3.2	L'effet Pockels dans le Niobate de Lithium . . . . .	55
2.3.3	Exaltation de l'effet électro-optique : cristaux photoniques . . . . .	59
2.3.4	Conclusion . . . . .	62
<b>2.4</b>	<b>Quels composants actifs pour le haut contraste en bande L ? . . . . .</b>	<b>62</b>
2.4.1	Jonction Y, contrôle de la phase . . . . .	63
2.4.2	Mach-Zehnder, contrôle de la photométrie . . . . .	64
2.4.3	Vers un interféromètre intégré complet : le double Mach-Zehnder . . . . .	65
2.4.4	Coupleur directionnel . . . . .	65
2.4.5	2TABCD : échantillonnage d'une frange . . . . .	70
<b>2.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>71</b>

---

Dans ce chapitre sera exposé l'intérêt de l'utilisation de l'optique intégrée, qui permet de réduire les contraintes instrumentales, très lourdes pour l'interférométrie annulante, et d'ouvrir le champ des possibles avec la réalisation d'interféromètres compacts et totalement intégrés. Le contrôle de la phase *onChip* permet en effet de moduler la différence de marche optique entre les voies interférométriques ainsi que d'ajuster les photométries sans l'implication de pièces mobiles.

## 2.1 État de l'art de l'optique guidée en bande L

Le projet de Nuller en bande L a été proposé avec l'arrivée de Guillermo Martin à l'IPAG. En 2007, grâce à une collaboration avec FEMTO-ST<sup>1</sup>, l'IPAG et une subvention de la CSA<sup>2</sup>, les premiers guides plans monomodes en bande L ont été réalisés et validés [47]. Ce résultat, antérieur à mon arrivée à l'IPAG est très encourageant car il constitue la première étape à la réalisation d'un interféromètre intégré monomode à la longueur d'onde désirée. En 2008, les premiers démonstrateurs de Mach-Zehnders en bande K (2 - 2.4  $\mu\text{m}$ ) et de recombineurs 2 télescopes (2TABCD) intégrés en bande H (1.5 - 1.8  $\mu\text{m}$ ) en Niobate de Lithium ont été conçus à l'IPAG par Jean-Philippe Berger [48]. Ces composants sont basés sur la technologie  $\text{LiNbO}_3$  de *Photline*, une start-up de FEMTO-ST. Leur développement est réalisé en parallèle de celui des composants en bande L dans le but de valider la capacité du Niobate de Lithium d'effectuer la recombinaison de faisceaux dans la gamme de longueurs d'onde de PEGASE (2.5-5  $\mu\text{m}$ ).

Au niveau commercial, il n'existe pas beaucoup de composants en optique guidée en bande L. *IRphotonics* propose des fibres optiques monomodes en fluorure de zirconium ( $\text{ZrF}_4$ ) guidant de 2.0 à 4.5  $\mu\text{m}$  ainsi qu'en fluorure d'indium ( $\text{InF}_3$ ) guidant de 2.0 à 5.5  $\mu\text{m}$ . Malheureusement, ces fibres sont très fragiles et hygroscopiques : elles absorbent l'humidité ambiante et deviennent très rapidement cassantes et anguleuses, même si leur prix, de l'ordre de 100€/m, reste raisonnable. *LeVerreFluoré* propose des fibres monomodes en bande L mais celles-ci sont très chères (de l'ordre de 1000€/m) et fragiles. De plus, elles présentent des problèmes de centrage du cœur de l'ordre de plusieurs  $\mu\text{m}$ . Dans les deux cas, il n'existe pas de fibre à maintien de polarisation, ni de jonction Y, ni d'éclateur 1 vers N en optique intégrée en bande L.

## 2.2 Théorie sur l'optique guidée

L'optique guidée fait opposition à la propagation libre du champ électromagnétique, ou optique de volume, en favorisant une direction de propagation voulue en confinant le champ électromagnétique. Pour guider la lumière, on utilise des guides d'onde qui sont des structures fermées qui confinent l'onde dans l'espace et invariantes dans la direction de propagation. Ces guides d'onde peuvent être de différentes natures, géométries et leur mise en œuvre technologique variée. Le confinement du champ peut trouver sa source dans la variation locale d'indice, comme pour les fibres optiques par exemple, ou dans des réflexions sur des conducteurs comme pour les guides creux

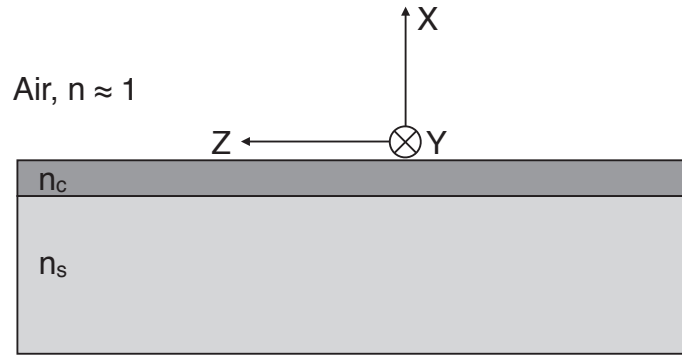
1. Franche-Comté Electronique, Mécanique, Thermique et Optique - Sciences et Technologies

2. Commission Spécialisée Astronomie

métalliques. Le choix du guide dépend de l'application, car chaque guide possède ses caractéristiques (pertes, longueur de coupure, facilité de fabrication, etc...). Je n'entrerai pas ici dans le détail des différentes méthodes de confinement ni dans un inventaire des types de guides d'onde, mais j'exposerai le principe du guidage et la nature d'un mode guidé.

### 2.2.1 Principe du guidage : le guide d'onde plan

Le guide plan est le guide d'onde le plus simple qui soit, c'est donc le candidat idéal pour illustrer le principe du confinement de la lumière. Il ne confine la lumière que dans une direction, comme l'illustre la **Figure 2.1**. Le confinement se fait dans le plan (X,Z) alors que la propagation est suivant l'axe Y.



**FIGURE 2.1** — Coupe transversale d'un guide plan asymétrique : le cœur du guide d'indice  $n_c$  est déposé sur un substrat d'indice  $n_s$ . Le superstrat est composé par l'air. La direction de propagation est l'axe Y et le confinement du champ ne se fait que selon l'axe X.

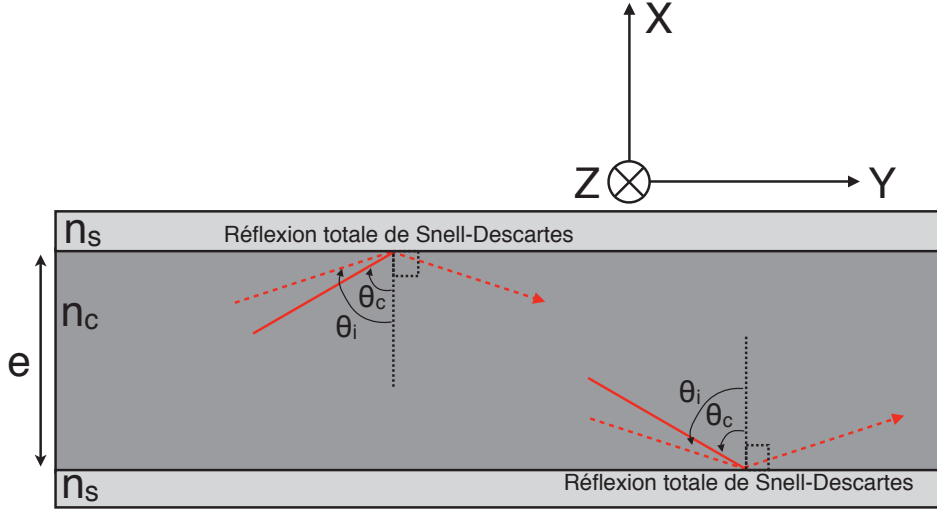
L'onde est piégée dans le cœur d'indice  $n_c$  par réflexion totale suivant la loi de Snell-Descartes, pour peu que l'angle d'incidence à l'interface cœur/substrat  $\theta_i$  (défini par l'angle entre le rayon incident et la normal à l'interface) soit supérieur à l'angle critique  $\theta_c$ . Cet angle critique, en dessous duquel il n'y a pas réflexion lors d'un passage d'un milieu d'indice  $n_c$  à un indice de milieu  $n_s$  s'exprime :

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_s}{n_c}\right) \quad (2.1)$$

Il en découle que l'indice  $n_c$  du cœur du guide doit être supérieur à celui du substrat  $n_s$  et à celui du superstrat, qui en l'occurrence est l'air, d'indice  $n \approx 1$ . On pourrait penser que tous les rayons qui présentent un angle d'incidence supérieur à  $\theta_c$  seront guidés, mais ce n'est pas le cas. En effet, il existe des interférences au sein du guide qui affectent la propagation de l'onde et qui vont conduire à l'existence de modes propres discrets "autorisés" à se propager. L'équation de résonance transverse (présentée plus loin dans le contexte d'un guide plan symétrique, **Équation 2.5**), inhérente à la structure du guide et à la longueur d'onde, nous renseigne sur les caractéristiques de ces modes propres.

### Approche géométrique

L'approche géométrique permet de simplifier la compréhension de la notion de modes guidés. Plaçons nous dans le cas d'un guide plan symétrique, c'est à dire composé seulement de deux milieux : le cœur d'indice  $n_c$  et le substrat d'indice  $n_s$ . La **Figure 2.2** illustre un tel guide, en coupe longitudinale. On y voit représentés l'angle critique  $\theta_c$  et l'angle d'incidence des rayons lumineux  $\theta_i$ .



**FIGURE 2.2** – Approche géométrique du guidage dans un guide plan symétrique d'indice de coeur  $n_c$  et d'indice de substrat  $n_s$ . Il y a guidage si  $n_c > n_s$ , et si l'angle d'incidence  $\theta_i < \theta_c$  l'angle limite. La direction de propagation est vers les Y positifs.

Les rayons dont l'angle d'incidence est supérieur à  $\theta_c$  sont partiellement réfléchis et partiellement réfractés dans le substrat, alors que ceux dont l'angle d'incidence est inférieur à  $\theta_c$  subissent une réflexion totale et sont alors guidés. Cette première information nous informe sur le cône d'acceptance du guide, aussi appelé ouverture numérique  $O.N.$  Dans le cas d'un saut d'indice entre  $n_c$  et  $n_s$ , on a, d'après la loi de Snell-Descartes :

$$n_c \cdot \sin(\theta_c) = O.N. = \sqrt{n_c^2 - n_s^2} = n_{ext} \cdot \theta_{acc} \quad (2.2)$$

avec  $n_{ext}$  l'indice à l'extérieur du guide et  $\theta_{acc}$  l'angle d'acceptance du guide.

A chaque réflexion, le champ subit un déphasage différent selon la polarisation. Ce déphasage s'écrit [49]

$$\phi_r = -2 \arctan \left( g \cdot \frac{\sqrt{n_{eff}^2 - n_s^2}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) \quad (2.3)$$

avec  $g = 1$  pour la polarisation TE<sup>1</sup>,  $g = \frac{n_c^2}{n_s^2}$  pour la TM<sup>2</sup> et  $n_{eff} = n_c \cos(\theta_i)$ . L'indice effectif

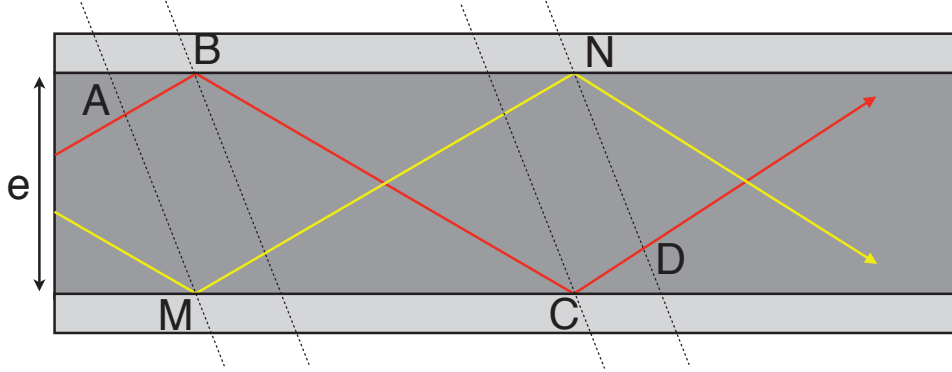
---

1. Transverse Electrique  
2. Transverse Magnétique



$n_{eff}$  est une grandeur importante en optique guidée car il nous renseigne sur la condition de guidage. En effet il y a guidage si :

$$n_s < n_{eff} < n_c \quad (2.4)$$



**FIGURE 2.3** – Les fronts d'onde associés aux rayons rouge et jaune, qui se propagent avec le même angle d'incidence, doivent interférer constructivement pour qu'il y ait propagation.

Voyons maintenant pourquoi tous les angles d'incidence inférieurs à l'angle critique ne sont pas guidés. Deux fronts d'onde, considérés comme plans, qui se propagent dans le guide avec le même angle d'incidence  $\theta_i$  doivent interférer constructivement pour qu'il y ait propagation. C'est pourquoi on a exprimé la phase à la réflexion  $\phi_r$  (Équation 2.3). La Figure 2.3 schématise deux fronts d'ondes qui se propagent avec le même  $\theta_i$  dans le guide. Les fronts d'onde associés aux deux rayons doivent interférer constructivement, ce qui revient à dire que la différence de phase entre les chemins  $ABCD$  et  $MN$  doit être un multiple de  $2\pi$  :

$$\frac{2\pi \cdot ABCD}{\lambda} + 2\phi_r - \frac{2\pi \cdot MN}{\lambda} = 2m\pi \quad (2.5)$$

On réécrit la relation en tenant compte de l'épaisseur  $e$  du guide et en introduisant le nombre d'onde  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  :

$$2ke\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} + 2\phi_r = 2m\pi \quad (2.6)$$

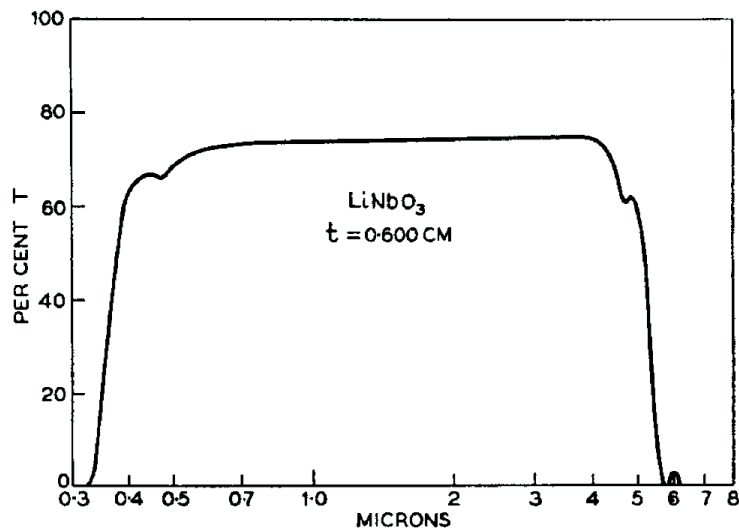
L'équation 2.6 est l'équation de résonance transverse du guide, dont l'expression n'est ici valable que pour le cas étudié, c'est à dire un guide plan symétrique présentant un indice de cœur et un indice du substrat (pas de substrat et de superstrat d'indices différents). Pour résoudre cette équation, on utilise une approche numérique qui va donner la valeur de  $n_{eff}$  en fonction de  $m$  car il n'y a pas de solution analytique. Les modes étant discrets et correspondant à  $m$  entier positif ou nul, on ne retient que les valeurs de  $m$  pour lesquelles la condition de guidage est satisfaite, à savoir  $n_{eff} > n_s$ .

Dans le cas du nulling, on a vu qu'il était impératif d'appliquer un filtrage modal afin de relâcher les contraintes instrumentales. Pour ce faire, il nous faut des guides monomodes dans la bande L.

Un couplage vers un mode d'ordre supérieur détériorerait la profondeur du *null*. La variation des conditions d'injection est un moyen satisfaisant, au premier ordre, de vérifier la monomodicité du guide, mais cet aspect de mon travail sera détaillé plus loin.

### Notes sur les pertes

Dans un guide d'onde diélectrique, les pertes sont théoriquement essentiellement dues aux pertes du matériau. Dans le cas du Niobate de Lithium, la transmission est de l'ordre de 75% après 0.6 cm de propagation autour de 3  $\mu\text{m}$  [50]. Nous verrons que les pertes mesurées pour les guides diffusion de titane en bande L sont bien supérieures aux pertes du matériau. En effet, en diffusant le titane à haute température, on altère la structure cristalline du matériau. En outre, des observations au microscope nous ont révélé la présence de grains dans les guides. Ces grains diffusant peuvent être à l'origine des pertes élevées que présentent nos guides. La diffusion de titane a permis de réaliser des guides présentant des pertes de l'ordre de 0.3 dB/cm @ 632.8 nm [51]. Avec l'échange protonique, des guides APE (Annealed Proton Exchange) avec des pertes comprises entre 0.2 et 0.4 dB/cm @ 1.55  $\mu\text{m}$  ont été obtenus [52]. Les technologies diffusion de titane et échange protonique peuvent donc permettre un guidage avec une bonne transmission. Il s'agit de procéder aux ajustements technologiques pour y parvenir en bande L.



**FIGURE 2.4** – Transmission du Niobate de Lithium après 0.6 cm de propagation en fonction de la longueur d'onde. Source : Nassau et al. [50]

### Couplage et longueur de filtrage

Lorsqu'on injecte de la lumière dans un guide d'onde, on couple de la puissance lumineuse vers les modes guidés. La quantité de lumière couplée à chaque mode dépend de l'intégrale de recouvrement entre le spot d'injection et le profil du mode guidé concerné. Le profil de chaque mode guidé dépend de la structure physique du guide. On calcule l'efficacité du couplage comme suit :

$$\eta_i = \frac{|\int_{S_g} [\vec{E} \times \vec{H}_i^*] \cdot \vec{z} dS|^2}{|\int_{S_g} [\vec{E}_i \times \vec{H}_i^*] \cdot \vec{z} dS| \cdot |\int_{S_\infty} [\vec{E} \times \vec{H}^*] \cdot \vec{z} dS|} \quad (2.7)$$

avec  $\eta_i$  l'efficacité du couplage avec le  $i^{\text{ème}}$  mode,  $(E, H)$  les champs électrique et magnétique à l'entrée du guide,  $(E_i, H_i)$  les distributions des champs électrique et magnétique du  $i^{\text{ème}}$  mode,  $S_g$  la surface, orthogonale à la direction de propagation, du guide et  $S_\infty$  la totalité de la surface orthogonale à la direction de propagation.

A partir de cette équation, en connaissant parfaitement la distribution des champs du faisceau incident et celle de modes guidés, on peut prévoir quels modes seront excités par l'injection. Mais ce n'est pas le cas, on ne connaît précisément ni notre injection, ni la structure des modes guidés. On comprends alors qu'il est très improbable de n'exciter que le mode fondamental dans nos conditions d'injections. En effet notre spot d'injection est une tache d'Airy allongée par la diffraction due à la segmentation du miroir (segmentation qui sert à diviser la pupille, voir **Section 3.1.5**). On excite donc certainement des modes d'ordre supérieur. Wallner et al. [53] montrent que pour faire descendre la contrainte sur la planéité du front d'onde à  $\lambda/63$  et donc effectuer un filtrage modal efficace tel que spécifié dans la **Section 1.5.8**, la longueur de guide monomode nécessaire dans l'infrarouge moyen est de l'ordre de  $10^3\lambda$ , soit de l'ordre du *mm*. La monomodicité des guides sera vérifiée expérimentalement par variation des conditions d'injection et FTS<sup>1</sup>.

On note que d'un point de vue théorique, la meilleure efficacité de couplage que l'on peut obtenir entre une tache de diffraction (spot d'injection) et un mode fondamental Gaussien est de 78.6% [54].

$$\eta_{0 \max} = 0.786 \quad (2.8)$$

### 2.2.2 Guides diélectriques diff :Ti en surface

Les guides diff :Ti sont fabriqués par diffusion d'ions titane dans un substrat de Niobate de Lithium X-Cut. Par conséquent, ils ne sont pas symétriques comme une fibre optique, et il est impossible d'exprimer une solution analytique à leur équation de résonance transverse. La clef de la maîtrise de leur fabrication est la capacité à prévoir quel sera le profil d'indice du guide. Pour les détails de leur fabrication, voir la **Section 3.3**.

On peut modéliser la concentration de titane, et donc l'indice du guide, dans le Niobate de Lithium en résolvant l'équation de diffusion [55]. On considère que l'indice est proportionnel à la concentration de titane. On peut écrire le profil d'indice extraordinaire  $n_e(y, z)$  comme suit :

$$n_e(y, z) = n_{eo} + \Delta n_e(y, z) \quad (2.9)$$

avec  $n_{eo}$  l'indice du substrat non diffusé,  $z$  coordonnée verticale (profondeur) et  $y$  coordonnée latérale.

---

1. Fourier Transform Spectroscopy

$$\Delta n_e = \Delta n_e^s(\lambda, \tau, T) \cdot \exp\left(-\left(\frac{z}{d_z^e}\right)^2\right) \cdot 0.5 \cdot \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\frac{w}{2} + y}{d_y^e}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{y - \frac{w}{2}}{d_y^e}\right)\right] \quad (2.10)$$

avec  $\tau$  et  $w$  respectivement l'épaisseur et la largeur du ruban de titane déposé sur le substrat pour diffusion,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $\Delta n_s^e$  la variation de l'indice extraordinaire en surface,  $d_y^e$  et  $d_z^e$  les profondeurs de diffusion latérale et verticale respectivement (dépendent de la température  $T$  et de  $t$ , le temps de diffusion).

C'est cette équation de profil d'indice que j'utiliserai pour mes simulations.

Le but étant d'obtenir un guide monomode, on peut jouer sur différents paramètres physiques pour faire varier la géométrie du guide tels que  $w$ ,  $\tau$ , la température ainsi que le temps de diffusion. La dépendance des profondeurs de diffusion en fonction du temps s'exprime sous la forme :

$$d_{y,z}^e(t) = 2 \cdot \sqrt{D_{y,z} \cdot t} \quad (2.11)$$

avec  $D_{y,z}$  dépendant de la température et suivant la loi d'Arrhenius :

$$D_{y,z} = D_{y,z}^0 \cdot \exp\left(\frac{-E_{y,z}^0}{kT}\right) \quad (2.12)$$

En travaillant à température constante, il n'est pas nécessaire de connaître l'énergie d'activation  $E_{y,z}^0$  ni  $D_{y,z}^0$ .

Nadège Courjal (FEMTO-ST, Besançon) et son équipe ont effectué des mesures pour déterminer  $D_{y,z}$  mais les résultats expérimentaux sont assez éloignés des prédictions théoriques. C'est pourquoi, en utilisant l'équation de profil d'indice, nous avons choisi de mesurer le profil d'indice en sortie de guide pour en déterminer les paramètres.

Le profil d'indice vertical réalisé par diffusion de titane est généralement de type Gaussien. On peut l'exprimer simplement :

$$n(z) = n_s + \Delta n \cdot e^{-\frac{z}{d}} \quad (2.13)$$

avec  $n_s$  l'indice du substrat,  $d$  la profondeur de diffusion, et  $\Delta n$  la variation d'indice maximum induite par la diffusion. Typiquement, on a  $\Delta n_e$  autour de 0.03 et  $\Delta n_o$  autour de 0.015, les variations des indices extraordinaires et ordinaires respectivement.

La température de diffusion est comprise entre 950 et 1100 °C.

### 2.2.3 Note sur les guides réalisés par échange protonique (PE)

Il existe une autre méthode pour réaliser des guides d'onde dans le Niobate de Lithium : l'échange protonique. Brièvement, il s'agit de placer dans un four à température  $T$  le substrat en présence d'acide benzoïque [BA] et de benzoate de Lithium [LB] dans une enceinte fermée pendant un temps  $t$  que l'on appellera temps d'échange. Cet échange, qui ressemble à une réaction acido-basique, substitue un atome d'Hydrogène à un atome de Lithium dans la maille cristalline. On transforme donc le  $LiNbO_3$  en  $H(x)Li(1-x)NbO_3$  avec  $x$  le nombre d'atomes de Lithium substitués.

La fabrication de tels guides est faite avec le même masque lithographique que celui utilisé pour la diffusion de titane. La température requise pour le PE est cependant beaucoup plus basse que pour la diffusion de titane : entre 180 et 330 °C contre 1050 °C, ce qui présente l'avantage de préserver l'échantillon. En revanche, ce processus induit une forte augmentation de l'indice extraordinaire (autour de 0.13) et une faible diminution de l'indice ordinaire. Conséquence directe : le PE ne peut guider qu'une seule polarisation (TE dans notre cas, avec une substrat X-Cut).

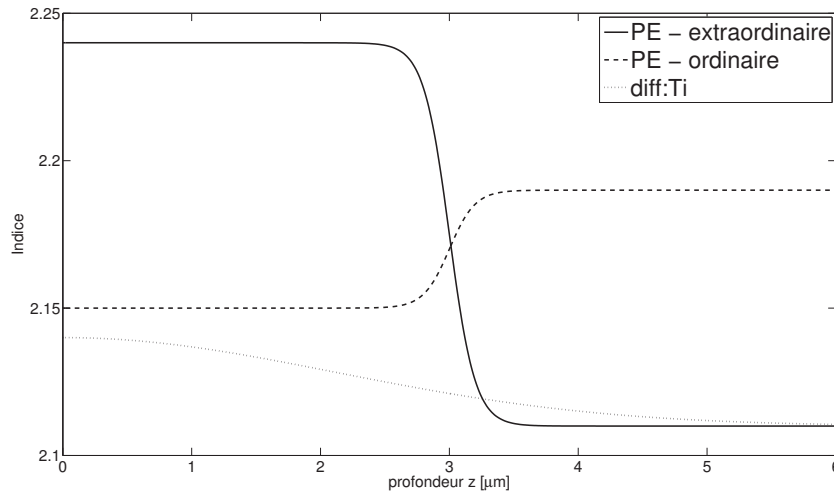
Le profil vertical d'indice obtenu par TE est plus abrupt qu'en diffusion. On l'exprime généralement :

$$n(z) = n_s + \Delta n \cdot \frac{1}{1 + e^{m(z-z_F)}} \quad (2.14)$$

avec  $n_s$  l'indice du substrat,  $\Delta n$  la différence d'indice induite par le processus,  $z_F$  l'épaisseur de Fermi et  $m$  la pente de Fermi.

Le PE donne donc un guide qui se rapproche plus d'un saut d'indice : le champ électrique est mieux confiné. Dans le cadre de ma thèse, on réalisera surtout des guides en diffusion de titane car on souhaite guider les deux polarisations. On réalisera néanmoins quelques puces en PE, et *Photline* a fabriqué pour nous un 2TABCD que l'on caractérisera plus loin.

La figure **Figure 2.5** montre des profils d'indices verticaux typiques obtenus avec les deux techniques sus-citées, d'après les équations de profils en  $z$ .



**FIGURE 2.5** – Profils verticaux d'indices typiques obtenus avec la technique de la diffusion de titane et de l'échange protonique.

## 2.3 Effet électro-optique : vers des interféromètres intégrés compacts

L'effet électro-optique est la manifestation d'un changement des propriétés optiques d'un matériau lorsqu'il est soumis à un champ électrique. Ce champ électrique peut provenir d'une tension

électrique appliquée sur le cristal (ce sera le cas dans nos composants, grâce à des électrodes déposées de part et d'autre du guide) ou bien d'une onde électromagnétique. On distingue principalement deux effets électro-optique : le premier est un effet linéaire, c'est à dire que l'indice de réfraction du cristal varie linéairement avec le champ appliqué. C'est l'effet Pockels, mis en évidence par Pockels en 1893 [56]. Il ne peut avoir lieu que dans des matériaux qui ne présentent aucune centro-symétrie, tels que le Niobate de Lithium. D'autres effets électro-optique d'ordre supérieur, tels que l'effet Kerr qui voit varier l'indice du matériau comme le carré du champ appliqué, peuvent exister, mais dans le cadre de mon travail et vu les champs mis en jeu, je ne m'intéresserai désormais qu'à l'effet Pockels. En faisant varier l'indice du matériau, on peut faire varier la longueur optique d'une portion de guide et donc piloter le retard de phase accumulé par l'onde, ainsi que créer des modulateurs d'intensité. Nous verrons que ces applications confèrent à l'interféromètre intégré la capacité de se placer dans les meilleures conditions pour obtenir un haut contraste (réglage fin de la différence de marche optique et de la photométrie), et ce, sans pièce mécanique mobile.

### 2.3.1 L'effet Pockels dans le cas général

La maille cristalline est composée d'atomes et d'ions liés entre eux par des champs électriques internes. La distribution microscopique des charges peut être légèrement modifiée par l'application d'un champ électrique externe, ce qui a pour effet une légère modification des constantes diélectriques du matériau. Il y a un couplage entre les champs électriques internes et externes. Sans champ externe, on représente l'indice de réfraction du matériau par une ellipsoïde, qui est la représentation géométrique du tenseur d'imperméabilité diélectrique, et donc de l'indice de réfraction (cf **Équation 2.17**). On exprime généralement cette ellipsoïde des indices, dans un repère orthonormé  $(x, y, z)$ , par l'équation suivante :

$$(x + y + z)^2 = x^2 + y^2 + z^2 + 2xy + 2xz + 2yz \quad (2.15)$$

Dans le cas d'un matériau anisotrope, l'équation 2.15 devient dans le cas où le repère choisi correspond aux axes du cristal :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.16)$$

Avec  $x, y, z$  les directions du repère orthonormé,  $n_{x,y,z}$  l'indice de réfraction porté respectivement par les axes  $x, y$  et  $z$ . On note  $\eta_{ij}$  le tenseur d'imperméabilité diélectrique donné par :

$$\eta_{ij} = \frac{1}{\epsilon_{ij}} = \frac{1}{n_{ij}^2} \quad (2.17)$$

L'ellipsoïde des indices est modifiée par effet électro-optique lorsque le cristal est soumis à un champ électrique. On module donc la biréfringence de forme du cristal. La variation d'indice est donnée par :

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}(E_k) - \eta_{ij}(0) = r_{ijk} \cdot E_k = r_{ijx} \cdot E_x + r_{ijy} \cdot E_y + r_{ijz} \cdot E_z \quad (2.18)$$

Avec  $\Delta\eta_{ij}$  la variation du tenseur d'imperméabilité,  $\eta_{ij}(E)$  l'imperméabilité de matériau sous l'action d'un champ électrique  $E$  et  $\eta_{ij}(0)$  l'imperméabilité du matériau sans champ électrique appliqué. On appelle  $r_{ijk}$  le tenseur des coefficients électro-optiques, qui traduit la sensibilité de la variation de l'imperméabilité (et donc de l'indice) en fonction du champ électrique appliqué. C'est un tenseur d'ordre 3 avec 27 composantes ( $i, j$  et  $k$  variant de 1 à 3 avec  $i, j$  et  $k$  correspondant aux axes  $x, y$  et  $z$  du cristal). D'après l'équation 2.18, on peut l'exprimer :

$$r_{ijk} = \frac{\Delta\eta_{ij}}{E_k} = \left( \frac{\partial\eta_{ij}}{\partial E_k} \right)_{E=0} \quad (2.19)$$

La symétrie de permutation permet de contracter cette expression en un tenseur d'ordre 2 avec 18 composantes, ce qui permet d'écrire :

$$r_{mk} = \frac{\Delta\eta_m}{E_k} = \left( \frac{\partial\eta_m}{\partial E_k} \right)_{E=0} \quad (2.20)$$

Avec  $m$  variant de 1 à 6. On peut maintenant exprimer la variation de l'imperméabilité diélectrique par :

$$\begin{bmatrix} \Delta\eta_1 \\ \Delta\eta_2 \\ \Delta\eta_3 \\ \Delta\eta_4 \\ \Delta\eta_5 \\ \Delta\eta_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{1k} & r_{1k} & r_{1k} \\ r_{2k} & r_{2k} & r_{2k} \\ r_{3k} & r_{3k} & r_{3k} \\ r_{4k} & r_{4k} & r_{4k} \\ r_{5k} & r_{5k} & r_{5k} \\ r_{6k} & r_{6k} & r_{6k} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

Dans le cas général, sous l'effet d'un champ électrique  $E$ , l'ellipsoïde des indices devient (avec  $k=1, 2$  et  $3 = x, y$  et  $z$ ) :

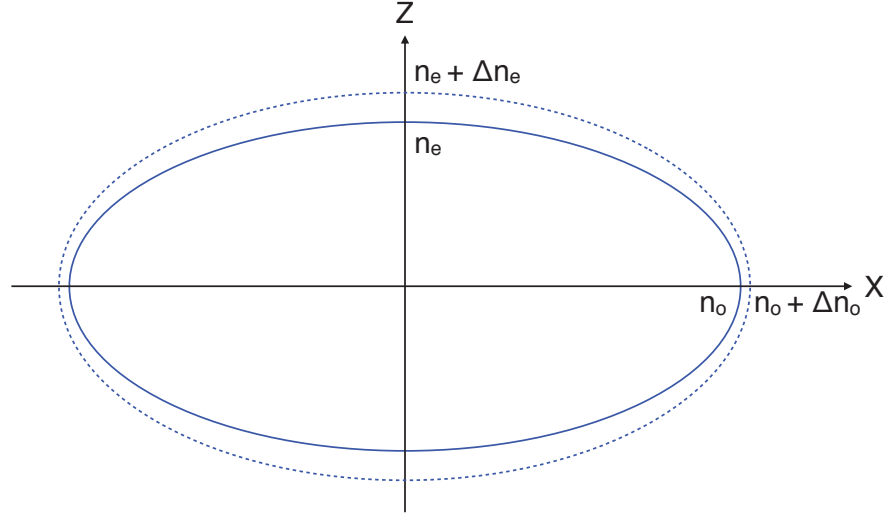
$$\left( \frac{1}{n_x^2} + \Delta\eta_1 \right) x^2 + \left( \frac{1}{n_y^2} + \Delta\eta_2 \right) y^2 + \left( \frac{1}{n_z^2} + \Delta\eta_3 \right) z^2 + 2xy\Delta\eta_4 + 2yz\Delta\eta_5 + 2zx\Delta\eta_6 = 1 \quad (2.22)$$

L'effet d'un champ électrique sur l'ellipsoïde des indices est illustré dans la **Figure 2.6**.

### 2.3.2 L'effet Pockels dans le Niobate de Lithium

#### Caractéristiques générales du Niobate de Lithium

Le Niobate de Lithium ( $LiNbO_3$ ), appelé initialement Columbate de Lithium ( $LiCbO_3$ ) est étudié à la fin des années 50, lorsque le développement des télécoms nourrit un besoin en composants destinés au traitement du signal. A priori découvert par Zachariasen, il était fabriqué à partir d'un flux de fluorure de lithium, une technique qui donnait des cristaux dont la taille et la qualité n'étaient pas toujours très bonnes. Il faut attendre 1965 et les travaux de Fedulov en URSS [57] et Ballman aux États Unis [58] pour obtenir les premiers cristaux de Niobate de Lithium synthétisés par la méthode de Czochralski, qui permet de produire des cristaux de meilleure qualité.



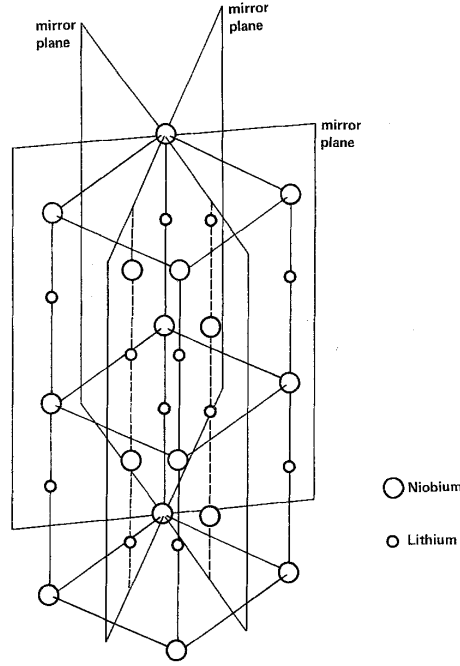
**FIGURE 2.6** – Ellipsoïde des indices du Niobate de Lithium. L'ellipse noire représente l'indice selon l'axe X et Y sans effet électro-optique. L'ellipse pointillée représente l'indice du Niobate de Lithium suivant les directions X et Z du cristal lorsque celui-ci est soumis à un champ électrique externe. Elle correspond à l'ellipsoïde des indices modulé par effet électro-optique.

Le Niobate de Lithium que l'on utilise est synthétisé par croissance de Czochralski associée à un champ électrique [50]. Il est mono-cristallin et non centro-symétrique. Il présente 3 symétries de rotation et 3 symétries miroirs, et appartient à la classe cristalline trigonale 3 m. Sa structure est une superposition de plans d'oxygènes orthogonaux à un axe cristallographique unique noté C. Les plans d'oxygènes sont composés de trièdres ou octaèdres d'oxygènes, qui sont légèrement excentrés (cf **Figure 2.7**). Cette structure lui confère certaines propriétés : il est piézoélectrique, pyroélectrique et ferroélectrique, mais je ne développerai pas davantage ces propriétés dans ce manuscrit. La température de Curie  $T_c$  du Niobate de Lithium est de 1210 °C.

Le Niobate de Lithium est un cristal anisotrope, biréfringent de par sa structure. Il possède un axe privilégié d'indice extraordinaire  $n_e$  qui, par convention, correspond à l'axe Z du repère orthonormé. Cet axe Z correspond aussi à la direction C du cristal. Les axes X et Y possèdent un indice ordinaire noté  $n_o$ . Parce que  $n_e < n_o$ , on dit que le Niobate de Lithium est un cristal uniaxe négatif. Les indices  $n_e$  et  $n_o$  ont été établis par Baker et al. en 1967 [60], et dépendent bien entendu de la longueur d'onde. Cependant, il faut noter que les valeurs exactes et surtout la dispersion des indices dépendent de la fabrication et donc du fournisseur (pureté du cristal, méthode de fabrication, etc...).

Le Niobate de Lithium possède des effets non linéaires qui peuvent modifier les conditions de propagation de la lumière dans le cristal comme la génération de seconde harmonique, l'amplification paramétrique ou l'effet électro-optique. Je n'aborderai que l'effet électro-optique.





**FIGURE 2.7** – Structure cristalline du Niobate de Lithium. On voit les trois plans de symétrie de la maille (classe 3m). Source : Weiss et al. 1985 [59]

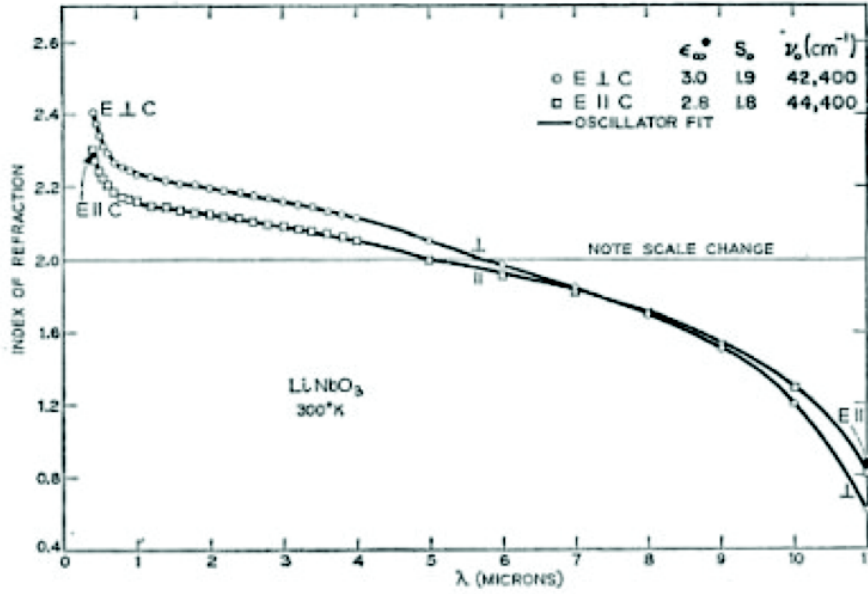
### L'effet électro-optique

Comme le Niobate de Lithium possède une symétrie interne (cristal 3m), certaines composantes du tenseur électro-optique peuvent être nulles ou égales à d'autres composantes. On peut simplifier le tenseur de la façon suivante :

$$r_{mk} = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

Ces coefficients ont été déterminés expérimentalement par Peterson et al. en 1964 [61]. L'équation de l'ellipsoïde des indices se simplifie dans le Niobate de Lithium par :

$$\left( \frac{1}{n_x^2} + r_{13}E_z - r_{22}E_y \right) x^2 + \left( \frac{1}{n_y^2} + r_{13}E_z + r_{22}E_y \right) y^2 + \left( \frac{1}{n_z^2} + r_{33}E_z \right) z^2 + 2xyr_{33}E_y + 2yzr_{51}E_x - 2zxr_{22}E_x = 1 \quad (2.24)$$



**FIGURE 2.8** – Indices ordinaire et extraordinaire du Niobate de Lithium en fonction de la longueur d'onde. Source : Baker et al. 1967 [60]

*Note sur la coupe du cristal*

En optique intégrée, la coupe du cristal représente la normale à la face principale du cristal. Comme on cherche à obtenir l'efficacité électro-optique la plus forte, et que le coefficient électro-optique le plus grand est  $r_{33} = 30.8 \text{ pm} \cdot \text{V}$ , on doit appliquer le champ électrique parallèlement à l'axe extraordinaire (axe Z). On utilise donc un cristal "X-Cut" et la propagation se fait selon l'axe Y du cristal. Dans cette configuration, l'indice de la polarisation TE est modulé via le coefficient  $r_{33}$  tandis que celui de la polarisation TM est modulé via le coefficient  $r_{13}$ , qui est trois fois plus petit que  $r_{33}$ .

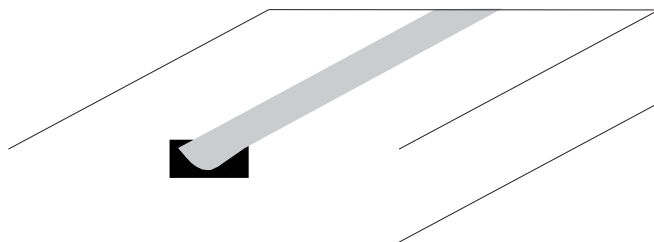
Dans les conditions décrites dans la **Figure 2.9**, c'est à dire avec  $E = E_z$  et  $E_y = E_x = 0$ , l'équation de l'ellipsoïde des indices se simplifie encore :

$$\left( \frac{1}{n_x^2} + r_{13}E_z \right) x^2 + \left( \frac{1}{n_z^2} + r_{33}E_z \right) z^2 = \left( \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z \right) x^2 + \left( \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \right) z^2 = 1 \quad (2.25)$$

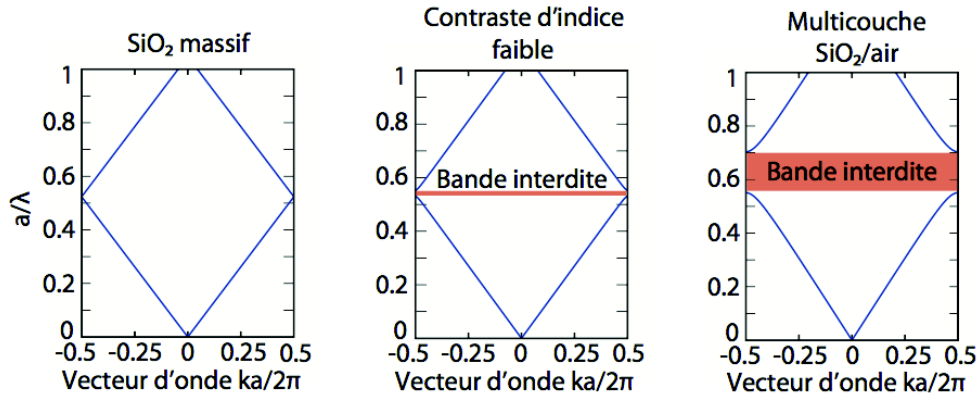
Avec  $n_x = n_y = n_o$ , les indices selon les axes ordinaires du cristal et  $n_z = n_e$  l'indice extraordinaire du cristal. Ainsi, on peut exprimer la variation d'indice sur les axes X et Z du cristal, correspondant dans notre configuration aux polarisations TM et TE respectivement :

$$\Delta n_o = -\frac{1}{2}n_o^3 r_{13}E_z \quad \text{et} \quad \Delta n_e = -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33}E_z \quad (2.26)$$

La variation du retard de phase accumulé lors d'une propagation de longueur physique  $L$  dans un guide soumis à un champ  $E_z$  s'exprime, pour les polarisations TM et TE respectivement :



miroir de Bragg, qui est un PC à une dimension. Un tel miroir a la propriété de réfléchir la lumière grâce aux interférences constructives des réflexions partielles sur les couches successives d'indices  $n_1$  et  $n_2$ . La longueur d'onde pour laquelle cette réflexion se produit correspond à l'ouverture d'une bande dite "interdite" dans le diagramme de bande de la structure périodique. La **Figure 2.10** présente le diagramme de bande d'un miroir de Bragg composé d'une succession périodique de période  $a$  de deux couches d'indices pour différentes valeurs de  $n_2 - n_1$ . On y voit l'ouverture d'une bande interdite, à l'intérieur de laquelle la lumière ne peut se propager, elle est donc réfléchie. Dans le cas du miroir de Bragg, plus la bande interdite est large, plus la gamme de longueurs d'onde réfléchie sera grande, ou, pour une longueur d'onde donnée, plus la réflectivité sera tolérante en angle d'incidence.



**FIGURE 2.10** – Diagrammes de bande d'un miroir de Bragg symétrique (les épaisseurs des couches d'indices  $n_1$  et  $n_2$  sont égales) de période spatiale  $a$  pour différentes valeurs de  $n_2 - n_1$ . Ces diagrammes représentent la période spatiale du cristal photonique  $\frac{a}{\lambda}$  en fonction du vecteur d'onde normalisé  $\frac{ka}{2\pi}$ . À gauche :  $n_2 = n_1$ . Au milieu :  $n_2 - n_1 = 0.1$  et à droite :  $n_2 - n_1 = 0.5$ . On remarque que plus  $n_2 - n_1$  est grand, plus la bande interdite est large. Cette figure est empruntée à la référence [62].

Le réseau d'indice peut être à deux dimensions. De la même manière que dans un réseau à une dimension, la lumière se propage à travers le cristal ou est réfléchie si sa fréquence est située dans sa bande interdite : c'est l'exemple d'un réseau de trous ou des fibres micro-structurées. Dans ce dernier exemple, on remplace la réflexion totale interne, principe fondamental du guidage d'une onde, par un piège photonique qui confine la lumière dans le cœur de la fibre. Ces fibres peuvent avoir des propriétés surprenantes telles qu'un comportement infiniment monomode sur sa gamme de transmission. Les lanternes photoniques, basées sur des fibres micro-structurées, permettent la conversion d'un guide multimode vers  $n$  guides monomodes [63].

Les PCs ont suscité de l'intérêt ces dernières années à cause de leur capacité à manipuler les photons, et la possibilité, en remplaçant l'optique intégrée classique par des composants PCs équivalents, d'intégrer des fonctions optiques sur des circuits de taille réduite, ouvrant la voie à des switches optiques et modulateurs de taille micrométrique. Des modulateurs et résonateurs électro-optiques de taille micrométrique ont été réalisés sur substrat de silice, motivés par la perspective d'intégrer des modulateurs à haute fréquence et compacts sur des circuits miniatures pour les télécommunications [64, 65].

Les propriétés des PCs peuvent être modulées par l'intermédiaire de la modulation des propriétés optique du matériau dans lequel ils sont inscrits. L'application d'un signal physique externe (champ électrique, magnétique, chaleur, contrainte, etc...), rend les PCs ajustables. L'effet Pockels est une piste très prometteuse pour la réalisation de PCs ajustables. L'un des effets des PCs est l'exaltation de l'effet électro-optique par rapport au matériau non structuré [66].

### Intérêt dans le cadre de ma thèse

Un interféromètre intégré n'a d'intérêt que si sa course d'OPD permet de compenser d'éventuelles variations de chemin optique entre les voies. Dans le but de réaliser des composants compacts, l'efficacité électro-optique doit être optimisée afin d'avoir des tensions de commandes raisonnables. L'ajustabilité des PCs est limitée par les petits changements dans le matériau par effet Pockels, mais il a été démontré que cette ajustabilité pouvait être exaltée si le composant opérait à des vitesses de groupe faibles [67].

Il est déjà bien connu que les effets non linéaires (tels que l'effet Kerr) peuvent être exaltés dans des systèmes à faible vitesse de groupe, résultat de la compression de la densité locale d'états [68]. En 2006, un modulateur de phase a été réalisé sur la base d'un guide en Niobate de Lithium, avec une efficacité électro-optique multipliée par 312 par rapport à celle prévue par l'effet Pockels classique, dans la bande telecom [67]. Cette démonstration a été faite avec un guide réalisé par échange protonique, ne guidant qu'une seule polarisation et avec comme PC un réseau carré de trous dont le rapport entre la distance entre les trous et leur diamètre est optimisé par calcul numérique 2D-FDTD<sup>1</sup>.

L'efficacité électro-optique peut alors être exprimée comme suit :

$$\Delta\phi_{PC} = \frac{2\pi}{\lambda} \Gamma \Delta n_{ePC} \cdot L_{PC} \quad (2.30)$$

avec  $\Gamma$  l'exaltation de l'interaction entre le champ électrique de modulation et le mode optique,  $\Delta n_{ePC}$  la variation d'indice extraordinaire du matériau induite par le champ électrique dans la structure périodique,  $L_{PC}$  la longueur du PC. La variation d'indice par effet Pockels s'écrit :

$$\Delta n_{ePC} = \frac{-1}{2} r_{33PC} \cdot n_e^3 \cdot E_z \quad (2.31)$$

avec  $r_{33PC}$  l'efficacité de l'effet Pockels dans le PC. On a :

$$r_{33PC} = \Gamma \cdot f_{el} \cdot r_{33} \quad (2.32)$$

avec  $r_{33}$  le coefficient électro-optique naturel du matériau et  $f_{el}$  un coefficient d'efficacité du champ électrique dû au resserrement des lignes de champ dans la structure. Le champ dans la structure est plus intense que dans le matériau naturel. Ce facteur est calculé par simulation 2D-FDTD.

Enfin, le coefficient  $\Gamma$  s'exprime :

$$\Gamma = \frac{v_{g,Bulk}}{v_{g,PC}} \quad (2.33)$$

---

1. Finite-Difference Time-Domain

avec  $v_{g,Bulk}$  la vitesse de groupe dans le substrat et  $v_{g,PC}$  la vitesse de groupe dans le PC.

Plus la vitesse de groupe sera lente dans le PC, plus l'effet électro-optique sera exalté.

Pour déterminer la géométrie optimale du PC, on trace son diagramme de bande. Les zones de faible vitesse de groupe sont associées à des zone où la pente est faible, car la vitesse de groupe est définie par :

$$v_g = \frac{\partial w}{\partial k} \quad (2.34)$$

Les paramètres du PC sont donc définis numériquement.

Au final, on a donc une exaltation de l'effet électro-optique telle que :

$$\Delta\phi_{PC} = \Gamma^2 \cdot f_{el} \cdot \Delta\phi_{bulk} \quad (2.35)$$

Ce résultat, en bande télécom, m'a conduit à envisager de transposer cette technologie sur mes interféromètres afin d'en optimiser la gamme de variation d'OPD onChip, et donc la compacité. Avec nos composants, on obtient une tension de commande  $V_\pi \cdot L_\pi$  d'environ 18 V.cm. Avec une exaltation électro-optique telle que calculée dans la **Section 5.1.1** (162), on obtiendrait une longueur d'électrode nécessaire pour un déphasage de  $\pi$  d'environ 61  $\mu\text{m}$  (pour une tension de 18V) ou une tension  $V_\pi$  de 110mV sur des électrodes de 1 cm de long. Malheureusement les PCs à deux dimensions tels qu'un réseau de trous n'est efficace que pour une seule polarisation à cause de sa symétrie. Il serait également intéressant d'étudier l'impact du PC sur la dispersion du guide et de l'effet électro-optique.

### 2.3.4 Conclusion

Il apparait que des composants en optique guidée actifs représentent une piste intéressante pour l'interférométrie stellaire, au regard de leur compacité, stabilité, capacité à effectuer du filtrage modal, la possibilité de piloter la phase de l'onde guidée onChip grâce à l'effet Pockels ainsi que de recombiner plusieurs entrées sur une seule puce [69, 70].

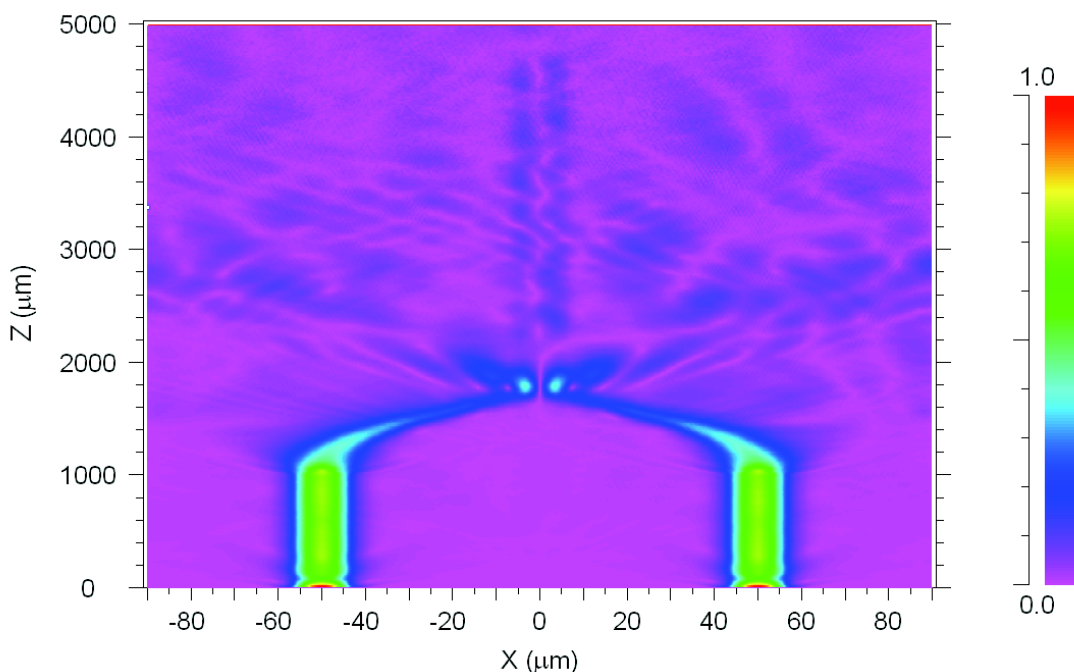
## 2.4 Quels composants actifs pour le haut contraste en bande L ?

Pour la recombinaison des faisceaux, j'ai envisagé deux approches différentes, présentant chacune des avantages et des inconvénients : le coupleur directionnel et la jonction Y. Cette dernière est achromatique, mais présente des fuites au niveau de la jonction et peut-être une zone multi-modes. Le coupleur ne présente pas ou peu de fuites, car en théorie la lumière est guidée soit dans un bras soit dans l'autre, mais présente une dépendance en longueur d'onde au niveau de sa constante de couplage. Il a été vu dans la section 1.5.6 qu'il était nécessaire, pour obtenir un contraste satisfaisant, d'être capable de contrôler finement la photométrie et la différence de marche optique. Dans cette optique seront inclus sur les puces des Mach-Zehnders qui pourront équilibrer la photométrie et des électrodes de contrôle de phase pour la différence de marche optique.

### 2.4.1 Jonction Y, contrôle de la phase

La jonction Y est la solution qui nous est apparue la plus évidente de prime abord. En effet, sa première qualité est d'être achromatique. En revanche, la recombinaison n'est pas chose aisée avec un Y. Au niveau de la jonction, le guide change de géométrie (élargissement jusqu'à deux fois sa largeur nominale) et peut devenir transitoirement multimode. Ce détail n'en est pas un lorsqu'il s'agit d'atteindre des contrastes de l'ordre de 40dB.

Lorsqu'on injecte dans un Y deux champs électriques en opposition de phase, l'énergie est "éjectée" du guide à la jonction. Cette énergie peut être transitoirement couplée à des modes d'ordre supérieur, mais avec un guide monomode, cette énergie est rapidement rayonnée dans le substrat. Dans le cas du nulling, cela fait une grande quantité d'énergie, que l'on retrouve en face de sortie du composant comme l'illustre la **Figure 2.11**.



**FIGURE 2.11** – Simulation BPM (Beam Propagation Method) d'une injection dans une jonction Y en lumière monochromatique @ 3.39  $\mu\text{m}$ . Les paramètres de simulation correspondent à nos guides, et les sources sont en opposition de phase. On remarque la grande quantité de lumière dans le substrat.

En partant du principe que la jonction peut être multimode, mais qu'elle redevient monomode dès que le guide retrouve sa largeur nominale, il faut alors une certaine distance de propagation pour que le mode 1 (ou supérieur) soit convenablement rayonné (40dB minimum). Cette longueur de filtrage est difficile à estimer par la simulation, mais nous avons essayé d'obtenir un ordre de grandeur. Nous avons donc laissé en sortie de nos jonctions Y un segment de guide droit d'au moins 1 mm pour assurer le filtrage. Cependant, ce composant nécessite un moyen de se débarrasser au mieux de la lumière rayonnée dans le substrat.

La jonction Y est en revanche achromatique car symétrique : le taux de recombinaison est le même, par construction, pour toutes les longueurs d'onde d'intérêt. Cet avantage nous est apparu

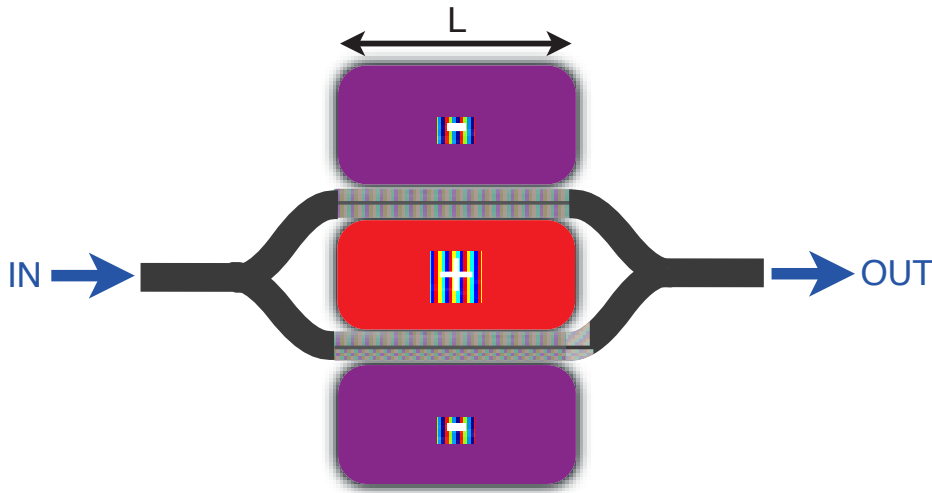
comme majeur, et c'est la jonction Y que nous avons choisie comme organe de recombinaison.

Le Niobate de Lithium étant électro-optique, il est possible de contrôler le retard de phase accumulé par l'onde guidée lors de sa propagation dans le guide via l'application d'un champ électrique. Un jeu d'électrode sera donc déposé de part et d'autre du guide, à  $1\ \mu\text{m}$  de ses bords (tel qu'illustré sur la **Figure 3.24**), pour appliquer le champ. Il est alors possible de piloter électriquement la différence de marche optique, qui est la source majeure de détérioration de contraste en interférométrie annulante (cf **Section 1.5.6**).

### 2.4.2 Mach-Zehnder, contrôle de la photométrie

L'objectif de ma thèse était de concevoir, réaliser et tester un interféromètre haut contraste en bande L. La seconde source de détérioration du contraste étant la photométrie, je devais inclure dans le composant un organe capable de la corriger, afin d'atteindre les 4% nécessaires à l'obtention d'un contraste de 40dB.

Un Mach-Zehnder n'est autre que deux jonctions Y tête-bêche qui constituent alors un modulateur d'intensité, comme l'illustre la **Figure 2.12**.



**FIGURE 2.12** – Illustration d'un Mach-Zehnder : les électrodes en configuration "push-pull" permettent de multiplier l'efficacité électro-optique d'un facteur 2. La longueur d'interaction entre la lumière guidée et le champ électrique est noté  $L$ .

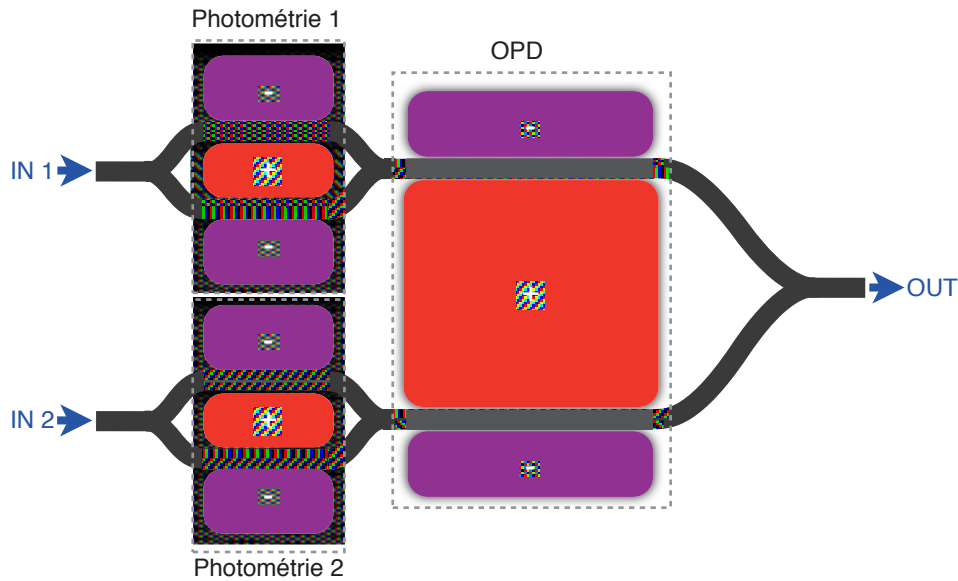
Dans notre design, les deux bras ont la même longueur physique, si bien qu'au repos (sans tension appliquée), ils interfèrent constructivement et l'intensité en sortie est maximale. Pour cette application, il n'est nul besoin d'avoir un fort contraste, mais plutôt une bonne transmission.

L'idée est de placer un Mach-Zehnder sur chaque bras du recombineur, avant la zone de recombinaison afin d'être capable d'ajuster la photométrie onChip.



### 2.4.3 Vers un interféromètre intégré complet : le double Mach-Zehnder

Je présente ici le composant qui combine un organe de recombinaison et un organe d'ajustement des photométries. Il s'agit donc d'un recombineur 2T intégré doté d'une jonction Y comme organe de recombinaison. Des électrodes permettent de contrôler la phase entre les bras. En amont du Y se trouvent, sur chaque bras, un Mach-Zehnder pour le contrôle de la photométrie. On a donc la possibilité de piloter électriquement et onChip la différence de marche optique entre les bras et la photométrie, ce qui est indispensable pour obtenir un bon contraste.



**FIGURE 2.13** – Illustration d'un double Mach-Zehnder : les électrodes en configuration "push-pull" permettent de multiplier l'efficacité électro-optique d'un facteur 2. Sur ce schéma sont présentés les trois jeux d'électrodes présents sur la puce : deux pour la photométrie (chaque voie photométrique est ajustable indépendamment) et une pour la différence de marche optique. En pratique, nous n'avons utilisé qu'une photométrie (la plus forte) en l'ajustant à la seconde.

La **Figure 2.13** représente un double Mach-Zehnder avec ses électrodes de contrôle. Afin de déterminer le rayon de courbure optimal des "virages" versus la longueur des électrodes, nous avons dessiné une puce contenant quatre doubles Mach-Zehnders de rayons de courbures différents (cf **Figure 3.22**).

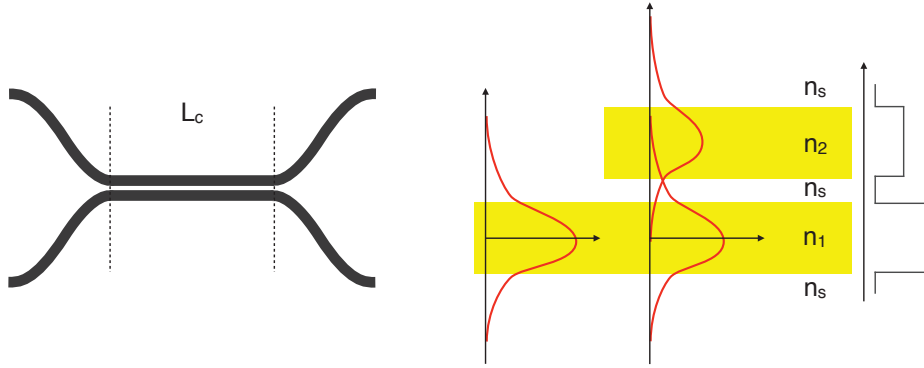
### 2.4.4 Coupleur directionnel

Le coupleur directionnel représente une alternative à la jonction Y pour la recombinaison des faisceaux, mais pas seulement. Dans l'optique de réaliser des composants interférométriques de type 2TABCD [71, 43], qui peuvent donner en une seule mesure quatre points d'une frange déphasés idéalement de  $\frac{\pi}{2}$ , il est nécessaire d'utiliser des coupleurs. Pour aller plus loin, les coupleurs sont aussi indispensables pour réaliser des composants à plus de deux entrées, comme un 3TAC par

exemple. Un 2TABCD est capable d'échantillonner une frange d'interférence sans avoir à scanner la différence de marche optique en fournissant quatre points de la frange en quadrature. Un 3TAC donne deux points en opposition de frange. Nous verrons que ceci peut être réalisé grâce au coupleur directionnel. Cependant, il est très difficile de réaliser technologiquement des coupleurs équilibrés en flux, c'est à dire avec un taux de couplage de 50%. Nous allons voir que nous pouvons rattraper un déséquilibre du aux aléas de la réalisation grâce à l'effet électro-optique dans le Niobate de Lithium.

### Théorie du couplage directionnel

Le coupleur s'appuie sur le principe suivant : lorsque deux guides sont proches l'un de l'autre, la lumière guidée par le premier passe progressivement dans le second, puis repasse dans le premier et ainsi de suite. On peut comprendre de façon intuitive l'origine du couplage dans le fait que la "queue exponentielle décroissante" du mode guidé dans le guide 1 recouvre le second guide et que l'intégrale de recouvrement entre cette queue et un mode du second guide peut être non nulle. Ce principe est illustré sur la **Figure 2.14**.



**FIGURE 2.14** – Géométrie et principe du couplage directionnel. La longueur de couplage est notée  $L_c$ .

Pour la description théorique ci-dessous, on considère la direction  $z$  comme la direction de propagation. Les guides 1 et 2 sont décrits par leur distribution d'indice de réfraction :

$$n_1^2(x, y) = n_s^2(x, y) + \Delta n_1^2(x, y) \quad \text{et} \quad n_2^2(x, y) = n_s^2(x, y) + \Delta n_2^2(x, y) \quad (2.36)$$

avec  $n_s$  l'indice de réfraction du substrat. Ces deux guides supportent les modes :

$$E_1(x, y, z, t) = A \cdot f_1(x, y) \cdot e^{i(\omega t - \beta_1 z)} \quad \text{et} \quad E_2(x, y, z, t) = B \cdot f_2(x, y) \cdot e^{i(\omega t - \beta_2 z)} \quad (2.37)$$

avec  $f_1(x, y)$  et  $f_2(x, y)$  les fonctions de distribution du champ électrique des modes  $E_1$  et  $E_2$ , et  $A$  et  $B$  des termes d'amplitude. Lorsqu'on rapproche les guides, on constitue un nouveau guide dont les modes vérifient l'équation de propagation :

$$\left( \Delta_T + \frac{\omega^2}{c^2} n^2(x, y) - \beta^2 \right) \vec{E}(x, y, z, t) = \vec{0} \quad (2.38)$$

avec  $n^2(x, y) = n_s^2(x, y) + \Delta n_1^2(x, y) + \Delta n_2^2(x, y)$ ,  $\beta$  la constante de propagation du guide constitué des deux sous-guides,  $c$  la célérité de la lumière et  $\omega$  la pulsation de l'onde.

Les modes supportés par ce nouveau guide "double" est donc une combinaison linéaire à coefficients variables des modes des guides seuls :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = A(z) \cdot f_1(x, y) \cdot e^{i(\omega t - \beta_1 z)} + B(z) \cdot f_2(x, y) \cdot e^{i(\omega t - \beta_2 z)} \quad (2.39)$$

Le produit scalaire par  $f_1$  et  $f_2$  et l'approximation de l'enveloppe lentement variable, qui consiste à admettre que les variations de l'enveloppe du mode selon  $z$  sont négligeables à l'échelle de la longueur d'onde, permettent d'aboutir à deux équations couplées pour  $A(z)$  et  $B(z)$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z)}{\partial z} &= -iC_{11}A(z) - iC_{12}B(z)e^{i(\beta_1 - \beta_2)z} \\ \frac{\partial B(z)}{\partial z} &= -iC_{22}B(z) - iC_{21}A(z)e^{-i(\beta_1 - \beta_2)z} \end{aligned} \quad (2.40)$$

avec

$$C_{ij} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int f_i^* [\Delta n_i^2 f_j] dx dy \quad (2.41)$$

$$C_{ii} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int f_i^* [\Delta n_j^2 f_i] dx dy \quad (2.42)$$

— Les coefficients  $C_{ii}$  introduisent une modification de la constante de propagation  $\beta_i$  dans le guide  $i$  par le guide  $j$ .

— Les coefficients  $C_{ij}$  correspondent aux coefficients de couplage entre les guides.

On propose pour solution des **équations 2.40** des fonctions de la forme suivante :

$$A(z)e^{-i\beta_1 z} \quad \text{et} \quad B(z)e^{-i\beta_2 z} \quad (2.43)$$

Si ces fonctions sont des solutions des **équations 2.40** alors on a :

$$A(z) = A'(z) \cdot e^{-iC_{11}z} \quad \text{et} \quad B(z) = B'(z) \cdot e^{-iC_{22}z} \quad (2.44)$$

et

$$\frac{\partial A'(z)}{\partial z} = -iC_{12}B'(z)e^{i2\Delta\beta z} \quad \text{et} \quad \frac{\partial B'(z)}{\partial z} = -iC_{21}A'(z)e^{i2\Delta\beta z} \quad (2.45)$$

avec  $2\Delta\beta = (\beta_1 + C_{11}) - (\beta_2 + C_{22})$

Si l'on résout ces équations avec les conditions initiales  $A(0) = A_0$  et  $B(0) = 0$ , c'est à dire que l'on injecte de la lumière dans un seul des deux guides, on obtient :

$$\begin{aligned} A'(z) &= A_0 e^{i\Delta\beta z} \left[ \cos(\sqrt{(\Delta\beta)^2 + C_{12}C_{21}}) - i(\Delta\beta) \frac{\sin(z\sqrt{(\Delta\beta)^2 + C_{12}C_{21}})}{\sqrt{(\Delta\beta)^2 + C_{12}C_{21}}} \right] \\ B'(z) &= iA_0 e^{i\Delta\beta z} C_{21} \frac{\sin(z\sqrt{(\Delta\beta)^2 + C_{12}C_{21}})}{\sqrt{(\Delta\beta)^2 + C_{12}C_{21}}} \end{aligned} \quad (2.46)$$

A cette étape du calcul, il est important de noter le déphasage de  $\frac{\pi}{2}$  entre le champ couplé dans le guide 2 ( $B$ ) et celui existant dans le guide 1 ( $A$ ). Ce déphasage des champs se traduit, en puissance, par un déphasage de  $\pi$ . Cette propriété des coupleurs directionnels est le cœur de la fonction ABCD.

### Cas de deux guide identiques

Lorsque les deux guides qui constituent le coupleur sont identiques, on a :

$$C_{11} = C_{22} \quad \text{et} \quad C_{12} = C_{21}^* = C \quad (2.47)$$

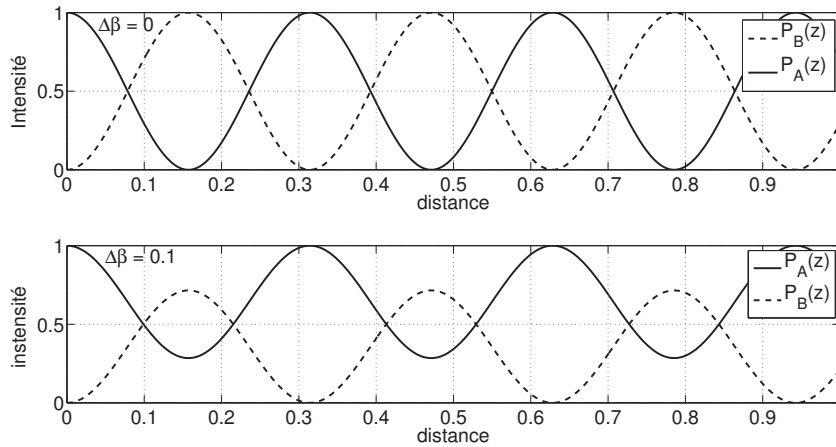
On exprime alors les puissances dans les guides en fonction de  $z$ , normalisées à la puissance injectée dans le guide 1  $P_{A0}$ , qui se simplifient :

$$\frac{P_A(z)}{P_{A0}} = 1 - \frac{C^2}{C^2 + \Delta\beta^2} \sin^2(z\sqrt{C^2 + \Delta\beta^2}) \quad \text{et} \quad \frac{P_B(z)}{P_{A0}} = \frac{C^2}{C^2 + \Delta\beta^2} \sin^2(z\sqrt{C^2 + \Delta\beta^2}) \quad (2.48)$$

Si les guides ont la même constante de propagation, donc si  $\beta_1 = \beta_2$  ou  $\Delta\beta = 0$ , on parle de couplage résonnant. Les **équations 2.48** se simplifient encore :

$$\frac{P_A(z)}{P_{A0}} = \cos^2(|C|z) \quad \text{et} \quad \frac{P_B(z)}{P_{A0}} = \sin^2(|C|z) \quad (2.49)$$

Dans ce cas, l'énergie passe totalement d'un guide à l'autre, au bout d'une distance définie par  $C$ , qui s'exprime en  $mm^{-1}$ . Ce principe est illustré dans le **Figure 2.15**. On remarque néanmoins (cf



**FIGURE 2.15** – Puissance lumineuse dans les guides 1 et 2 (respectivement  $P_A(z)$  et  $P_B(z)$ ) normalisée à  $P_{A0}$  en fonction de la distance de propagation. On injecte dans le bras 1. En haut, les guides ont la même constante de propagation, et on voit que l'énergie passe totalement d'un guide à l'autre. En bas, on introduit une différence de constante de propagation, et on voit que l'énergie ne passe pas totalement d'un guide à l'autre : le couplage n'est pas optimal.

**Figure 2.15)** qu'il n'est pas nécessaire de réussir à fabriquer deux guides ayant exactement la même

constante de propagation  $\beta$  pour réaliser un coupleur équilibré à 50%. Cependant, pour obtenir les 50% de taux de couplage, il paraît indispensable de pouvoir ajuster la longueur de couplage. En effet, en ajustant  $L_c$ , on peut se placer sur une zone de couplage à 50%, même si les guides n'ont pas exactement la même distance de propagation ou si la distance de couplage calculée par simulation n'est pas la bonne une fois le coupleur fabriqué.

Le coupleur possède un avantage par rapport à la jonction Y en tant qu'organe de recombinaison de faisceaux : il y a moins de flux perdu dans le substrat. En théorie, tout le flux qui n'est pas dans le bras 1 se trouve dans le bras 2 si le couplage est efficace. Il faut néanmoins connaître son taux de couplage.

### Chromatisme du coupleur directionnel

Les coupleurs directionnels sont par nature très chromatiques. En effet la constante de couplage dépend de  $V$  la fréquence normalisée du guide. Dans le cas de deux guides plans identiques d'épaisseur  $2a$  et distants de  $d$ , on peut exprimer la constante de couplage de la manière suivante (cas TE) :

$$C \approx \frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{\delta}}{a} e^{-(A+B\frac{d}{a}+D\frac{d^2}{a^2})} \quad (2.50)$$

avec

$$\delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2}$$

$$A = 5.2789 - 3.663 \cdot V + 0.3841 \cdot V^2$$

$$B = -0.7769 - 1.2252 \cdot V + 0.0152 \cdot V^2 \quad D = -0.0175 - 0.0064 \cdot V - 0.0009 \cdot V^2$$

On rappelle l'expression de la fréquence normalisée  $V$  :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.51)$$

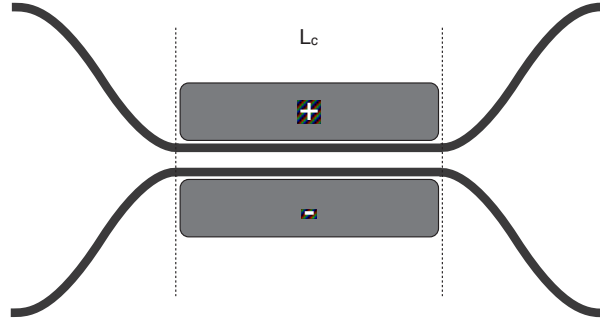
Cette expression du taux de couplage, valable pour  $1.5 < V < 2.5$ , est une approximation. Je l'ai introduite dans ce manuscrit pour illustrer le chromatisme du coupleur. Vous trouverez l'expression complète, dans le cas du guide plan, dans ce cours [72]. Dans les télécommunications, les coupleurs directionnels sont utilisés comme multiplexeurs en longueur d'onde.

### Coupleurs ajustables

Comme les coupleurs sont capricieux, c'est à dire que leur réalisation à un taux de couplage souhaité requiert une grande précision au niveau de la réalisation technologique, nous avons choisi de créer des coupleurs ajustables.

En plaçant des électrodes de part et d'autre des guides comme illustré sur la **Figure 2.16**, on peut ajuster la longueur effective de couplage en modulant la longueur optique via l'indice du matériau. En effet, la longueur effective de couplage correspond à la longueur optique  $L_c \cdot n_{\text{guide}}$ . L'effet électro-optique permet de faire varier légèrement l'indice du guide et donc la longueur de couplage.

Nous avons réalisé des coupleurs ajustables avec des guides diffusion de titane, mais nous avons d'abord testé des coupleurs non ajustables dans le cadre de l'étude d'un composant 2TABCD réalisé par *Photline*.



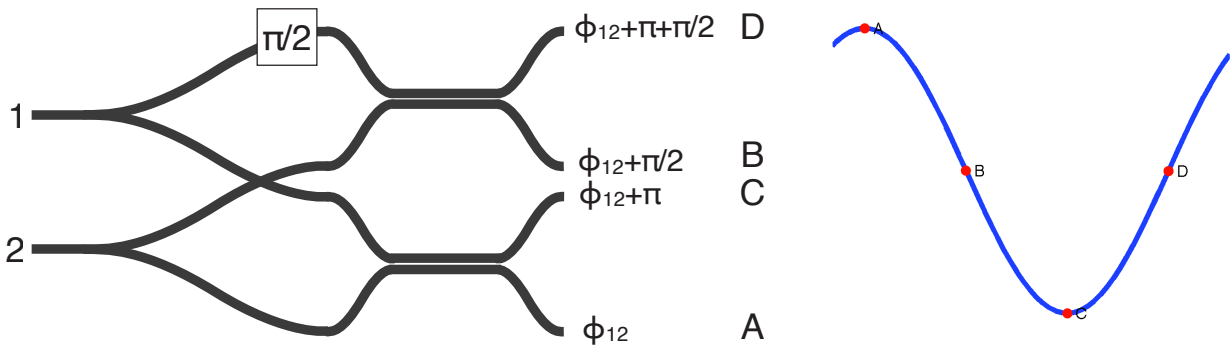
**FIGURE 2.16** – Coupleur directionnel ajustable : la longueur effective de couplage, et donc le taux de couplage, peuvent être ajustés via un champ électrique généré par des électrodes dans la zone de couplage.

#### 2.4.5 2TABCD : échantillonnage d'une frange

Le modulateurs optiques en Niobate de Lithium sont connus, dans le domaine des télécommunications optiques, pour leur large bande passante et leur bon taux de réjection [73]. Ces performances peuvent être utilisées dans le domaine de l'interférométrie en moyen infra-rouge [70]. Dans cet article est notamment présenté un 2TABCD [71], qui est un composant interférométrique à deux entrées et qui permet d'obtenir les caractéristiques d'une frange en une seule mesure, sans avoir à faire varier la différence de marche optique entre les entrées.

##### Anatomie du 2TABCD

La fonction ABCD repose sur le déphasage de  $\pi$  en intensité qui existe entre les deux champs couplés dans un coupleur directionnel. La **Figure 2.17** illustre le principe de fonctionnement du composant.

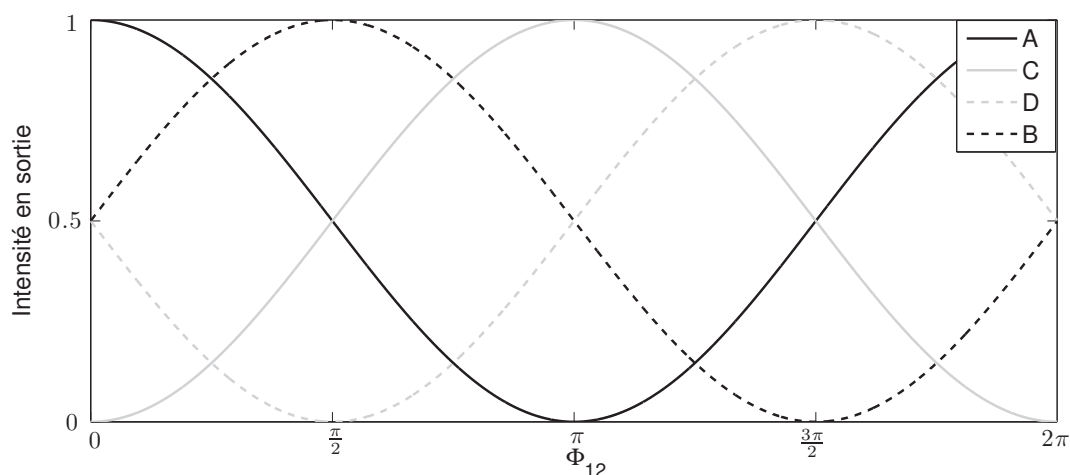


**FIGURE 2.17** – Principe du 2TABCD : les deux entrées 1 et 2 sont subdivisées en deux grâce à des jonctions Y, puis les ondes sont couplées deux à deux, comme indiqué sur le schéma. En ajoutant sur l'un des bras un déphasage de  $\frac{\pi}{2}$ , on obtient en sortie les quatre états de phase en quadrature de l'interférence entre les deux entrées.

Tout l'enjeu est de réussir à réaliser un 2TABCD équilibré :

- en phase : le déphasage entre les sorties  $AC$  et  $BD$  doit être de  $\frac{\pi}{2}$
- en flux : les jonctions Y et les coupleurs doivent avoir un taux de couplage de 50% pour obtenir sur chaque sortie des franges d'égales amplitudes et centrées à 25% du flux.

En faisant varier la différence de marche optique entre les deux entrées, les sorties devraient, dans le cas d'un 2TABCD équilibré, donner des intensités telles que montrées en **Figure 2.18**.



**FIGURE 2.18** – Sorties du 2TABCD en fonction du déphasage entre les entrées ( $\Phi_{12}$ ). Les sorties  $A$  et  $C$  sont en opposition de phase par construction, car elles sont couplées dans un coupleur directionnel. Il en est de même pour les sorties  $B$  et  $D$ . Le déphasage de  $\frac{\pi}{2}$  entre les couples  $AC$  et  $BD$  est assuré par un déphasage induit par la géométrie du composant. Si ce dernier n'est pas parfaitement réalisé, on perd la quadrature entre les sorties.

Nous avons réalisé des 2TABCD en Niobate de Lithium avec la technologie diffusion de titane, en prenant soin de placer des électrodes au niveau des coupleurs directionnels afin d'être en mesure d'ajuster leur taux de couplage à 50%; de même au niveau des bras en amont des coupleurs. Ainsi, on est capable d'ajuster le déphasage entre les deux couples de sorties couplées  $AC$  et  $BD$  à  $\frac{\pi}{2}$ . Malheureusement, ce composant n'est pas bien "sorti" en lithographie. Les guides étaient discontinus, et nous n'avons pas pu le caractériser.

## 2.5 Conclusion

Le nulling est une technique d'observation astucieuse, variante interférométrique de la coronographie "traditionnelle" qui consiste à bloquer le flux de l'étoile au niveau de l'instrument. Elle implique, afin de permettre l'observation d'exoplanètes et/ou de disques protoplanétaires, des contraintes instrumentales élevées en terme d'OPD, de photométrie et de polarisation ainsi qu'en terme de contraste instrumental. La bande L permet un relâchement de la contrainte sur ce dernier, et l'optique intégrée permet d'effectuer un filtrage modal efficace qui relaxe la contrainte sur la planéité du front d'onde. Ce dernier avantage a un coût : l'onde se propage dans un milieu dispersif. La dispersion différentielle des guides peut nuire au contraste même s'il existe des approches prometteuses

pour l'éviter ou la compenser. Une maîtrise du processus de fabrication des composants peut mener une dispersion différentielle suffisamment faible pour garantir un bon contraste, ou alors on peut structurer les guides de manière à compenser la dispersion du matériau dans le cas d'un interféromètre non symétrique [37]. L'optique intégrée permet de réaliser des composants compacts et actifs qui pourraient avoir leur place au sein d'une mission telle que PEGASE. Le contrôle de la phase et de l'intensité *onChip* par effet Pockels permet de réaliser un interféromètre complet, capable de contrôler son équilibre photométrique et le cophasage sans actionneur mécanique ni pièce mobile. Mais ce n'est pas tout. Le senseur de frange de PEGASE est un Mach-Zehnder modifié générant 4 sorties ABCD permettant de situer la frange. Un 2TABCD intégré pourrait remplir cette fonction, avec tous les avantages inhérents à l'optique intégrée active (compacité, stabilité, calibration *onChip*). Mon travail de thèse pourrait ouvrir la voie à une génération d'interféromètres en bande L compacts, stables et donc compatibles avec la spatialisation, ainsi que d'organes opto-électroniques utiles à la mise en oeuvre de l'interférométrie stellaire tels qu'un senseur de frange.



## Chapitre 3

# Réalisation et caractérisation de guides en bande L

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Description du banc de caractérisation . . . . .</b>	<b>74</b>
3.1.1	Cahier des charges . . . . .	74
3.1.2	Premières versions du banc . . . . .	75
3.1.3	Passage en large bande . . . . .	79
3.1.4	Autre idée de source large bande . . . . .	81
3.1.5	Évolution du banc : v.3 . . . . .	82
<b>3.2</b>	<b>Simulations <i>BPM</i> &amp; Réalisation d'un masque lithographique . . . . .</b>	<b>85</b>
3.2.1	Présentation de la méthode . . . . .	85
3.2.2	Guides droits diffusion de titane . . . . .	86
3.2.3	Coupleurs directionnels . . . . .	88
3.2.4	Coupleurs asymétriques . . . . .	91
3.2.5	Réalisation des masques lithographiques . . . . .	92
<b>3.3</b>	<b>Réalisation technologique de guides d'onde RALIS . . . . .</b>	<b>98</b>
3.3.1	Ressources Humaines et Technologiques : FEMTO-ST . . . . .	99
3.3.2	Étapes de fabrication des guides Ti :diff . . . . .	99
3.3.3	Étapes de la réalisation des électrodes de contrôle . . . . .	101
<b>3.4</b>	<b>Caractéristiques des guides en bande L RALIS . . . . .</b>	<b>102</b>
3.4.1	Comportement modal . . . . .	102
3.4.2	Mesures de pertes . . . . .	104
<b>3.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>108</b>

---

Dans ce chapitre est présenté l'essentiel de mon travail de thèse, c'est à dire la séquence de réalisation et caractérisation des composants moyen infra-rouge destinés à un usage astronomique. Cette séquence commence par la conception, suivie par la simulation et la réalisation des composants. Vient ensuite la caractérisation. Toutes ces étapes, mise à part la réalisation qui nécessita un support technologique spécifique, furent effectuées à l'IPAG. La conception du banc de caractérisation et sa mise en œuvre furent également une part importante de mon travail, étant donné la carence en composants optiques dans la bande L.

### 3.1 Description du banc de caractérisation

#### *Introduction*

La bande L (3.4 - 4.1  $\mu\text{m}$ ) est un véritable challenge d'un point de vue technologique, car il existe peu de composants optiques optimaux à cette longueur d'onde. La raison de cette pénurie est le désintérêt des industriels pour cette bande. En effet la bande telecom (autour de 1.55  $\mu\text{m}$ ) a drainé les ressources technologiques puisque la silice présente un minimum d'absorption dans cette bande. La bande L est en revanche très intéressante pour l'étude de l'environnement des étoiles jeunes. Mettre en place un banc de caractérisation de composants destinés à l'interférométrie n'est donc pas chose aisée. On notera par exemple l'absence de fibres monomodes performantes, de *splitters* 1 vers 2 fibres ou de détecteurs très dynamiques, longtemps réservés aux applications militaires.

#### 3.1.1 Cahier des charges

Le banc de caractérisation doit nous permettre d'injecter du flux cohérent dans les composants dont les interfaces d'entrée ne sont pas fibrées ou connectées. Il s'agit donc de focaliser un front d'onde cohérent sur la face d'entrée du composant de telle sorte que le profil de la tache d'Airy du spot à l'injection soit le plus proche possible, en terme de taille, de celui du mode fondamental du guide à caractériser.

Le banc de caractérisation doit aussi être capable d'injecter au moins 2 entrées interférométriques. Idéalement, il nous permettrait d'injecter en 3T, ouvrant la possibilité de caractériser des composants à 3 entrées comme des 3TAC pour des applications de clôture de phase [43], et ce, sans introduire une trop grande dispersion différentielle entre les voies. Pour faire varier la différence de marche optique entre les entrées, un miroir mobile est monté sur une platine de translation. Nous verrons qu'il est aussi possible de faire varier cette différence de marche en interne, c'est à dire dans le composant, grâce à l'effet électro-optique.

Afin de mesurer l'intensité lumineuse en sortie de guide, il est indispensable d'avoir un grandissement suffisant pour observer le cœur de mode guidé. Dans le cas contraire, la mesure serait polluée par le flux piégé dans le bulk. Dans le cas d'une mesure en haut contraste, on ne peut se permettre de mesurer de la lumière non interférométrique.

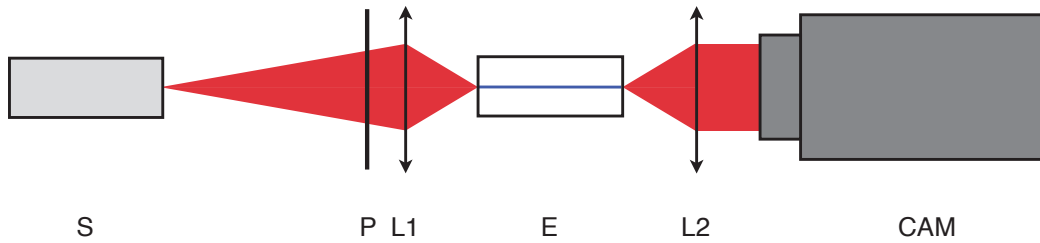
Enfin, comme nos guides ne présentent pas les mêmes profils d'indice en polarisation *TE/TM*, il faut pouvoir maîtriser la polarisation injectée et celle collectée à l'aide de polariseurs. Cette dernière contrainte n'est pas des moindres car en large bande le flux est rare.

### 3.1.2 Premières versions du banc

Les premières versions du banc de caractérisation avaient pour but de caractériser les guides en bande étroite, avec la possibilité d'injecter en 1T ou 2T. L'évolution vers la large bande ne viendra que plus tard, une fois les mesures de perte effectuées.

#### Banc 1T pour les mesures de pertes

L'objet de ce premier banc de caractérisation était de mesurer les pertes des guides fabriqués par diffusion de titane. Le schéma optique du banc v.1 est présenté dans la figure ci-dessous :



**FIGURE 3.1** – Schéma optique du banc d'injection v.1 à  $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$ . S : source laser  $3.39 \mu\text{m}$  – P : polariseur à grille –  $L_1$  : lentille d'injection – E : échantillon (puce contenant les guides) –  $L_2$  : lentille d'imagerie – CAM : caméra infrarouge avec son objectif 50 mm.

Pour les premières mesures sur nos guides diffusion de titane, nous avons utilisé une source laser Helium Néon (IR@ $3.39 \mu\text{m}$ ) pour des raisons de puissance lumineuse. Les guides à injecter, créés par diffusion de titane sur un substrat de Niobate de Lithium ont une dimension horizontale d'environ  $12 \mu\text{m}$ . En effet c'est la largeur du ruban de titane déposé par lithographie sur le substrat. Il y a donc une contrainte forte sur la qualité du spot d'injection qui ne doit pas être trop étalé si l'on veut une injection de qualité. Nous avons donc opté pour une lentille d'injection en ZnSe de grande ouverture ( $f/1$ ) et de focale 7 mm. Pour assurer son illumination par le laser, nous avons éloigné ce dernier de la lentille pour laisser le diamètre du faisceau grandir naturellement.

diamètre du col $w_0$	1,01 mm
divergence du faisceau	1,07 mrad
position du col $w_0$	-3m
diamètre du col $w_1$ ( $L_1$ )	3,36 mm
diamètre du col à l'injection (après $L_1$ )	7,9 $\mu\text{m}$

**TABLE 3.1** – Caractéristiques du laser HeNe. Avec une longueur de propagation libre de 3m, on illumine la lentille  $L_1$  avec un faisceau de diamètre 3,36 mm, ce qui permet d'avoir à l'injection un spot d'environ 8  $\mu\text{m}$  au premier anneau sombre de la tache d'Airy.

L'imagerie est assurée par une autre lentille en ZnSe de plus longue focale (2 cm) et d'ouverture  $f/1.2$ . La camera, focalisée à l'infini derrière cette lentille, collecte le flux collimaté et permet

d'obtenir un grandissement de 2.34, mesuré grâce à la géométrie de nos puces : on connaît avec précision l'espacement entre les guides. Ce grandissement nous permet de voir nos guides d'environ 12  $\mu\text{m}$  de largeur sous la forme de guides de 28  $\mu\text{m}$ . Etant donné que les pixels du capteur de la caméra font 30  $\mu\text{m}$ , on récupère sur 1 pixel le flux sortant d'un guide. Pour l'imagerie des modes guidés, on utilisera un objectif de microscope procurant un grandissement supérieur (cf **Section 3.4.1**).

### Caméra

La caméra à notre disposition est une caméra thermique FLIR SC7500. Elle permet d'aligner plus facilement qu'avec un détecteur de type barrette ou monopixel car elle permet de visualiser la tranche de sortie des composants.

type de capteur	InSb
bande spectrale	1,5 - 5,1 $\mu\text{m}$
taille d'un pixel	30 $\mu\text{m}$
ouverture	$f/3$
Résolution	320x256
fréquence de rafraîchissement	1 - 380 Hz en plein format

**TABLE 3.2** – Caractéristiques de la caméra FLIR.

### Montage mécanique

Les composants sont montés sur une platine de translation XYZ entre  $L_1$  et  $L_2$ . Cette configuration nous permet de les aligner avec le train optique sans avoir à toucher à ce dernier une fois correctement aligné. La caméra étant focalisée à l'infini, sa distance avec  $L_2$  n'a pas d'importance.

Ce montage nous permettra d'injecter dans des guides droits et d'en mesurer les pertes par Cut-Back. Le principe du Cut-Back est le suivant : on injecte la lumière dans des guides de même fourée mais de longueurs différentes afin d'en déterminer le paramètre  $\alpha$  des pertes. En effet, lorsqu'on injecte une intensité  $I_{in}$  dans un guide, on peut exprimer l'intensité  $I_{out}$  en sortie par :

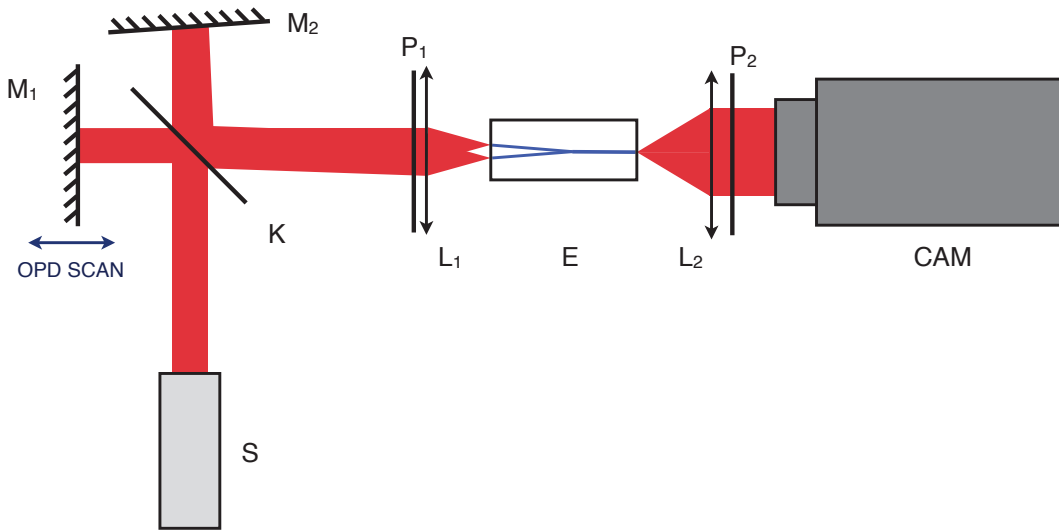
$$I_{out} = I_{in} \cdot e^{-\alpha L} \quad (3.1)$$

avec  $L$  la longueur du guide et  $\alpha$  le paramètre de pertes, inhérent au guide, exprimé en  $\text{cm}^{-1}$  ou en  $\text{dB}/\text{cm}$ .

En supposant que les conditions d'injection restent les mêmes pour tous les guides testés, on mesure  $I_{out}$  pour différentes valeurs de  $L$  et on extrait ainsi la décroissance en  $\alpha$ . Cette méthode n'est pas très précise mais au début de ma thèse c'était la seule dont nous disposions. Nous avons développé une seconde méthode, basée sur les réflexions internes au sein du guide, qui sera présentée plus loin (**Section 3.4.2**).

### Passage en 2T

Très rapidement, nous avons voulu caractériser nos composants en interférométrie, c'est à dire leur capacité à recombiner deux sources cohérentes injectées dans les deux entrées interférométriques. Nous avons alors mis en place un interféromètre de Michelson désaxé. Ce montage nous devait nous autoriser la double injection et le scan en différence de marche optique grâce à une platine motorisée sur laquelle était monté l'un des miroirs du Michelson.



**FIGURE 3.2** – Schéma optique du banc d'injection v.2 à  $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$ . S : source laser  $3.39 \mu\text{m}$  – K : séparatrice à faces non parallèles en ZnSe –  $M_1$  : miroir sur platine de translation motorisée –  $M_2$  : miroir fixe désaxé –  $P_1$  : polariseur à grille –  $L_1$  : lentille d'injection – E : échantillon (puce contenant les guides) –  $L_2$  : lentille d'imagerie –  $P_2$  : polariseur à grille – CAM : caméra infrarouge avec son objectif 50 mm.

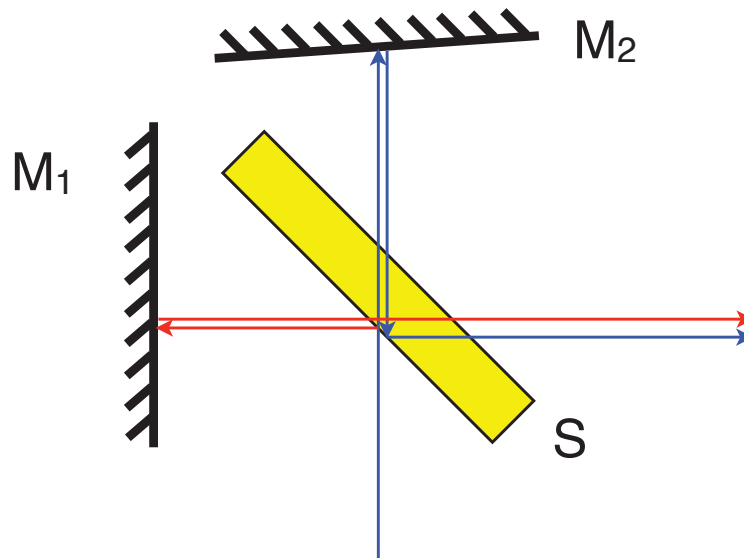
#### *Note sur le choix de la division d'amplitude*

Lorsque la nécessité d'injecter en 2T s'est faite pressante, nous avons envisagé plusieurs solutions de séparation. La première, qui est apparue comme la plus simple consistait à injecter dans un Y à l'envers, c'est à dire par sa sortie. Les deux entrées transformées en sorties fournissaient alors deux sources cohérentes, mais les pertes se sont avérées trop importantes. D'un part les pertes dans le guide lui-même, et aussi les pertes d'injection dans le second Y à caractériser. En effet, il n'y avait pas d'autre alternative que d'approcher au plus près le second Y (à l'endroit), et cette solution s'est montrée peu concluante. Pour ajouter aux désavantages de cette configuration, le banc présentait une dispersion différentielle importante générée par le premier Y. Nous avons alors tenté une injection par fibres. Un dispositif permettait d'injecter dans deux fibres. Les autres extrémités étaient collé sur un V-GROOVE dont l'écartement était adapté à celui de nos guides. Là encore, nous avons

renoncé à cause des pertes dans les fibres, et surtout de leur instabilité. En effet la transmission des fibres dépendait fortement de leur rayon de courbure. En outre, ces fibres, les seules dont nous disposions, ne conservaient pas la polarisation, ce qui rendait toute étude polarimétrique impossible. La dernière tentative effectuée pour injecter dans les composants fut l'utilisation d'une matrice de microlentilles dont la séparation correspondait à celles de nos guides. L'alignement s'est montré fastidieux, mais le plus gros défaut de cette méthode était la perte de flux. En effet les lentilles, à cause de leur petite surface, ne récoltaient qu'une infime part de la pupille et le flux injecté était insuffisant. C'est pourquoi nous avons fini par monter le banc tel qu'il est présenté dans le figure **Figure 3.2**.

### *Séparatrice*

Le choix de la séparatrice s'est d'abord porté sur une séparatrice de type film mince pour limiter les réflexions internes et donc la perte de flux. Après essais, nous nous sommes rendus compte que les réflexions internes existaient et que, du fait de la faible épaisseur du film, les spots issus de ces réflexions étaient superposés. Nous avons alors choisi d'utiliser une séparatrice épaisse en ZnSe dont les faces ne sont pas parallèles. De ce fait, les réflexions internes n'étaient plus superposées et il fut possible de les distinguer. Nous fûmes alors en mesure de sélectionner les faisceaux déphasés de  $\pi$  grâce aux réflexions vitreuses dans la séparatrice épaisse en ZnSe (voir **Figure 3.3**). Cette technique nous a permis de nous passer de déphaseur achromatique.



**FIGURE 3.3** – Schéma de principe de l'utilisation de la séparatrice épaisse en ZnSe (*S*) en mode séparatrice & déphaseur achromatique. Le faisceau incident est séparé, et le faisceau bleu subit une réflexion vitreuse, qui induit un déphasage de  $\pi$ . On a donc un déphasage achromatique de  $\pi$ .  $M_1$  et  $M_2$  sont les miroirs du Michelson.

*Platine de translation*

La platine de translation utilisée est de marque PI et de type moteur à courant continu avec référencement de position. Sa résolution micrométrique ne permet pas de se positionner précisément sur une frange, mais elle est destinée à opérer des scans dont la vitesse doit être constante et connue. Plus tard, nous ajouterons à cette platine un actionneur piézo-électrique qui lui fournira la précision nécessaire à de très petits déplacements. Afin de ne pas modifier les conditions d'injection lors du déplacement de la platine, c'est le miroir fixe du Michelson qui sera désaxé afin d'obtenir la séparation nécessaire pour injecter dans les entrées des composants (250  $\mu\text{m}$ ).

*Lentille d'injection*

Contrairement au banc v.1 présenté dans le **Figure 3.1**, il est nécessaire d'avoir ici une lentille de grand diamètre car deux sous-pupilles qui l'attaquent sont désaxées. La focale doit être suffisamment longue pour permettre d'obtenir deux spots séparés de 250  $\mu\text{m}$ . Il a donc fallu trouver un compromis entre la focale, l'ouverture et le prix de la lentille d'injection  $L_1$ . Il s'agit donc d'une lentille ZnSe de focale 1'' et d'ouverture  $f/2$ .

*Polariseurs*

Dans cette version du banc, nous avons choisi de placer un polariseur en entrée, juste avant  $L_1$  et un polariseur en sortie, après  $L_2$ . Cette configuration permet de mesurer l'effet des guides d'onde sur la polarisation.

**3.1.3 Passage en large bande**

Parce que les observations astronomiques riment avec grands temps de pause et faible flux, les composants développés à l'IPAG doivent être fonctionnels en large bande. Sans changer la configuration du banc dans un premier temps, nous avons remplacé la source Laser par une source large bande de type corps noir afin de caractériser les guides en large bande.

**Collimation de la source**

Afin de réduire les effets de la dispersion ainsi que les pertes dans les lentilles, induites par le matériau et les réflexions aux interfaces, nous avons choisi d'utiliser une parabole hors axe pour collecter et collimater le flux de la source large bande. Cette solution est illustrée dans la **Figure 3.4**.

L'alignement d'un trou source est d'une parabole hors axe est une opération délicate si l'on veut collecter un maximum de flux et garantir un faisceau bien collimaté en sortie. Nous avons donc utilisé une autocollimatrice pour procéder à l'alignement. Cette méthode permet d'aligner le trou et la parabole en se basant sur la réflexion de la lumière collimatée envoyée par l'autocollimatrice sur la périphérie du trou. Il est alors nécessaire de disposer d'un montage dans lequel le trou et la parabole sont solidaires mécaniquement afin que leurs positions relatives, une fois fixées, soient pérennes. Dans cette optique, un aligneur de fibre a été modifié pour créer la source large bande collimatée.



**FIGURE 3.4** – Montage de collimation de la source large bande. T : trou pour augmenter la cohérence spatiale de la source (diamètre 20  $\mu\text{m}$ ) – OAP (Off Axis Parabola) : parabole hors axe de focale 1'' et d'ouverture  $f/2$ .

### Choix la source

L'interférométrie large bande dans l'infrarouge moyen suggère un compromis entre la cohérence de la source et le flux. En effet, pour observer des franges contrastées en large bande, la visibilité de la source doit être correcte, ce qui implique que la source ne doit pas être étendue. Le choix de la source s'est porté sur une source de type corps noir dont la température est environ 800K, donnant un maximum d'émission vers 3  $\mu\text{m}$ .

#### *Quelle source ?*

La premier choix était une source corps noir puissante (c'est à dire de température élevée) achetée spécialement pour le banc. Malheureusement nous avons eu beaucoup de problèmes avec l'alimentation de cette source, ce qui a engendré de nombreux retours au fabricant. Pour pallier l'indisponibilité de la source, nous avons utilisé une ampoule filament montée au centre d'un réflecteur parabolique. Cette ampoule se rapproche d'un montage de lampe de poche, à ceci près que le filament est plus chaud. C'est ce dispositif qui a finalement été utilisé sur notre banc, en raison des nombreux dysfonctionnements de la source commerciale.

### Cohérence spatiale de la source

La dimension d'une source cohérente spatialement est définie par :

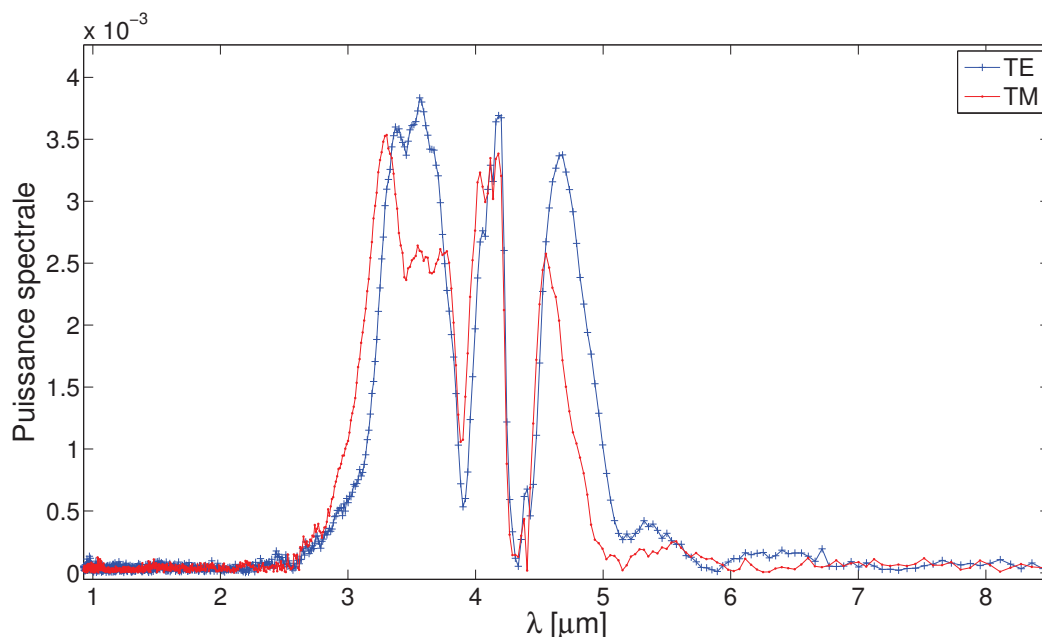
$$a \ll \lambda f/d \quad (3.2)$$

avec  $a$  taille de la source –  $\lambda$  longueur d'onde –  $f/d$  l'ouverture de l'optique de collection de la source.

Dans notre cas,  $\lambda$  est autour de 3,5  $\mu\text{m}$ , et le rapport  $f/d$  vaut 2. Pour que la source soit non résolue par notre banc, il faut donc :

$$a \ll 7\mu\text{m} \quad (3.3)$$





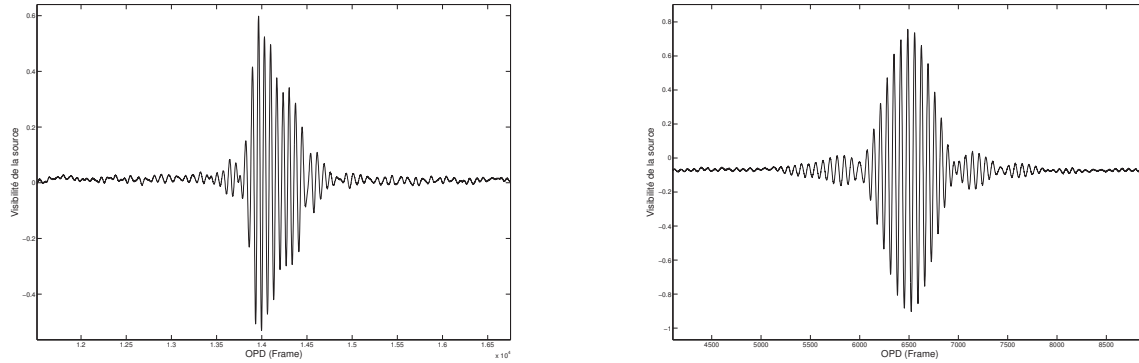
**FIGURE 3.5** — Spectres d'émission de la source Corps Noir de type ampoule à filament, obtenus par FTS avec le banc V.2 (voir **Figure 3.2**) à vide en configuration TE/TM.

Le plus petit à disposition est un trou de 20  $\mu\text{m}$ , et même avec cette dimension le flux au bout du train optique du banc est très faible, à la limite de ce qui est acceptable pour nos expérimentations. Nous allons donc travailler avec une source étendue non résolue théoriquement. Cela n'est pas un très gros problème car la visibilité de la source peut être calibrée avec le banc à vide, sans composant, en superposant les deux spots d'injection spatialement. Des exemples de franges d'interférence "à vide" sont présentes en **Figure 3.6**.

Avec un filtre spectral (bande L) qui réduit la largeur de la bande de la source, on obtient des franges plus contrastées et moins dispersées (interférogramme plus symétrique). Dans l'optique d'obtenir un haut contraste instrumental, il est nécessaire d'avoir la source la plus cohérente possible afin d'obtenir des franges contrastées. Avec un trou de 100  $\mu\text{m}$  on n'observe plus aucune frange d'interférence. On note aussi une asymétrie du paquet non filtré : il y a donc de la dispersion chromatique dans le banc dès qu'on l'utilise sur une bande trop large.

### 3.1.4 Autre idée de source large bande

Il existe une autre solution pour avoir une source large bande cohérente : utiliser un guide d'onde monomode dont la sortie deviendrait notre source. Nous savons qu'un mode guidé fondamental ne possède qu'une phase et qu'il constitue ainsi une source de bonne qualité, quelle que soit sa taille. Malheureusement, nous n'avions alors pas de fibre bande L monomode disponible, et nos guides droits avaient trop de pertes pour être utilisés comme source. Cette idée n'a donc pas été exploitée.



**FIGURE 3.6** – Exemple de calibration du banc à vide (sans composant), avec la source large bande et un trou de 30  $\mu\text{m}$ . Ici la lumière est polarisée (*TE*). **A gauche** : pas de filtre spectral. **A droite** : filtre spectral (bande L (3.2-3.7  $\mu\text{m}$ )). Dans les deux cas, les deux spots d’injection sont superposés spatialement et on fait varier la différence de marche optique grâce au miroir sur platine de translation. Les franges sont corrigées en photométrie et on observe ainsi directement le visibilité de la source vue par le banc. On note que le filtre L a pour effet une augmentation de la visibilité de la source (0,6 à 0,8).

### 3.1.5 Évolution du banc : v.3

Dans un souci d’optimisation du banc en terme de transmission et d’extension de ses possibilités quant au nombre de voies d’injection, le banc a poursuivi son évolution au cours de ma thèse. La motivation principale de cette évolution vers la version 3 est la possibilité d’injecter en 3T, ce qui ouvre la porte à la clôture de phase. Parallèlement, j’ai cherché à optimiser la transmission globale du banc. La séparatrice épaisse posait problème à cause des réflexions internes qui nous privaient d’une partie du flux du banc. Le Michelson désaxé a donc été abandonné au profit d’une méthode de division de front d’onde par miroir segmenté.

#### Division de front d’onde

Afin de diviser le front d’onde en perdant un minimum de flux, un miroir segmenté a été mis en place. Il s’agit d’un miroir plan rectangulaire coupé en 3 sous-rectangles dont le central est fixe. De part et d’autre du miroir central, les deux sous miroirs sont montés sur des platines de translation et sur des platines de rotation XY afin de pouvoir les orienter. La pupille peut ainsi être divisée en 3 sous-pupilles désaxées qui donneront trois spots d’injection.

Laurent Jocou et Noël Ventura ont réalisé un organe mécanique permettant la division de la pupille en trois sous-pupilles. Ce montage est présenté en **Figure 3.8**. On y distingue le miroir central et les deux miroir mobiles et orientables. Les traits de découpe sont horizontaux afin de générer des défauts d’image verticaux. Ainsi on limite la taille horizontale des spots d’injection et on limite les risques de crosstalk entre les voies.

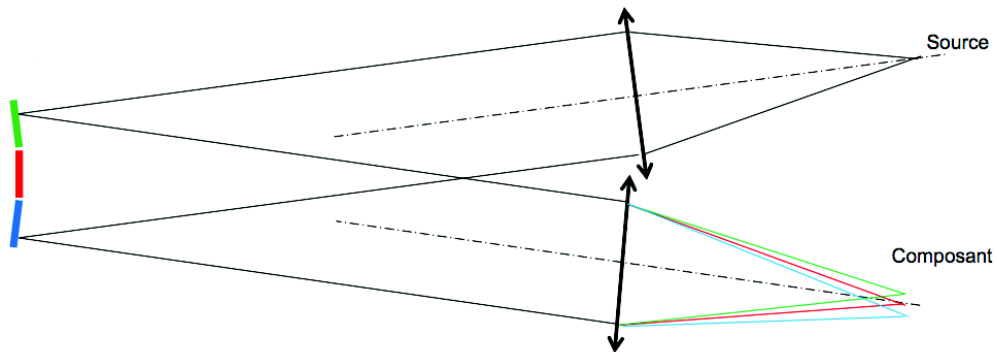


FIGURE 3.7 – Principe de la division de front d’onde par miroirs segmentés

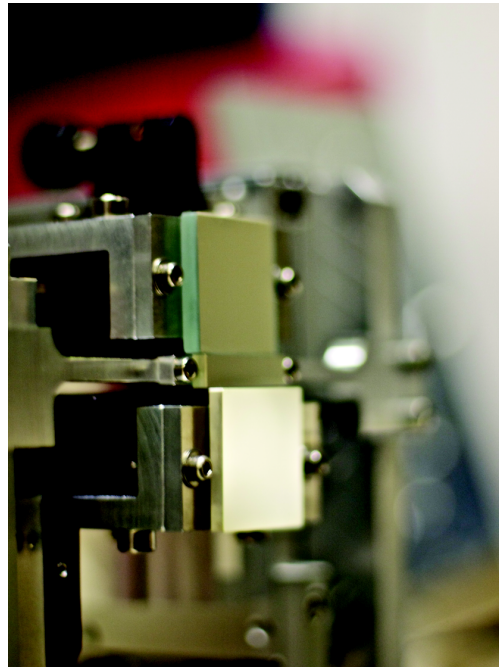


FIGURE 3.8 – Photo du montage 3T présenté en Figure 3.7. On y distingue le miroir central fixe et les deux miroirs mobiles de part et d’autre.

### Lentille d’injection

Laurent Jocou a réalisé pour nous une étude visant à déterminer le meilleur compromis pour l’injection. Cette étude présentée en annexe est résumée dans le **Tableau 3.3**. C’est la lentille asphérique qui sera choisie pour sa facilité de réglage et sa qualité d’image. De surcroît, c’est en lumière monochromatique que nous allons d’abord caractériser nos composants. La lentille asphérique combine alors tous les avantages.

C’est donc une lentille en ZnSe asphérique de focale 50 mm et d’ouverture  $f/2$  qui sera désormais montée sur le banc.

Système	Avantages	Inconvénients
Parabole hors axe	<ul style="list-style-type: none"> <li>— Achromatique</li> <li>— Qualité d'image (QI) au centre</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>— QI en bord de champ</li> <li>— Commodité de réglage (Optoméca plus complexe)</li> </ul>
Lentille plan convexe	<ul style="list-style-type: none"> <li>— Montage et réglage simples</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>— Qualité d'image</li> </ul>
Lentille Asphérique	<ul style="list-style-type: none"> <li>— Montage et réglage simples</li> <li>— Qualité d'image</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>— Nécessiterait un re-réglage en cas d'extension en <math>\lambda</math></li> </ul>

TABLE 3.3 – Résumé de l'étude réalisée par Laurent Jocou du meilleur compromis pour l'injection.

### Source Laser

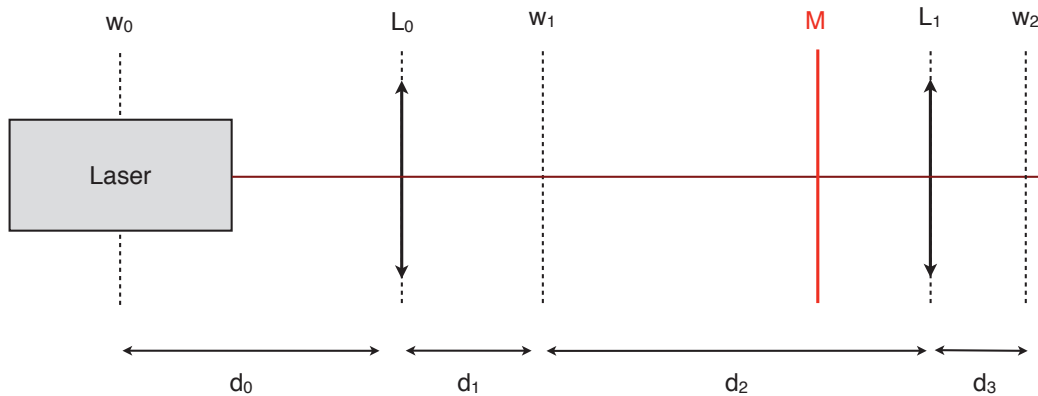


FIGURE 3.9 – Montage de la source Laser dans le montage v.3 –  $L_0$  : lentille augmentant la divergence du faisceau. –  $w_1$  : waist au foyer de la lentille  $L_0$  – M : Miroir segmenté –  $L_1$  : lentille d'injection –  $w_2$  : waist au foyer de  $L_1$

Le miroir central ayant une largeur de 5 mm, il devient nécessaire de faire diverger le faisceau laser si l'on veut illuminer les 3 miroirs de façon égale. Une lentille plan convexe en ZnSe de focale 50 mm a donc été placée en sortie du Laser afin d'augmenter sa divergence, comme représenté sur la **Figure 3.9**.

La distance  $d_0$  (**Figure 3.9**) n'a que peu d'influence sur la divergence du faisceau après  $L_0$ , tout comme sur la position de  $w_1$  car le laser est très peu divergent (voir **Tableau 3.1**). On choisit  $d_0 = 10\text{ cm}$  et pour une distance  $d_2$  de 50 cm, qui donne un faisceau divergent à environ 20 mrad. On obtient après  $L_1$  un waist théorique  $w_2$  de 6,7  $\mu\text{m}$  pour un diamètre de faisceau au niveau du miroir segmenté d'environ 14 mm. Toujours au niveau du miroir segmenté, le rayon de courbure du champ est de l'ordre de 35 cm d'après les lois de propagation des faisceaux Gaussiens. Le rayon de

courbure étant grand devant la focale de la lentille qui image, l'effet des tip-tilts est indiscernable de ce que l'on aurait eu avec un front d'onde plan.

## 3.2 Simulations *BPM* & Réalisation d'un masque lithographique

Dans l'optique de réaliser des guides monomodes et des composants interférométriques, nous avons utilisé la méthode *BPM* qui est largement répandue pour simuler la propagation d'ondes dans des structures guidantes présentant de faibles variations d'indice suivant la direction de propagation. Ces simulations ont été effectuées pour deux raisons principales :

- Définir la bonne géométrie des composants interférométriques avant de réaliser le masque lithographique.
- Retrouver le profil d'indice des guides à partir de profils de modes mesurés en sortie de guide.

### 3.2.1 Présentation de la méthode

La méthode *BPM* est basée sur l'équation de Helmholtz dans le cas d'une onde harmonique.

$$(\nabla^2 + k_0^2 n^2)\psi = 0 \quad (3.4)$$

avec le champ électrique exprimé comme suit :

$$E(x, y, z, t) = \psi(x, y, z)e^{-j\omega t} \quad (3.5)$$

La dépendance spatiale de ce champ est exprimée selon la polarisation *TE* ou *TM* :

$$\psi(x, y) = A(x, y)e^{jk_0 \nu y} \quad (3.6)$$

avec l'enveloppe  $A(x, y)$  suivant une approximation de variation lente :

$$\frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial y^2} = 0 \quad (3.7)$$

En remplaçant la solution dans l'équation de Helmholtz on obtient :

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2(n^2 - \nu^2) \right] A(x, y) = \pm 2jk_0\nu \frac{\partial A(x, z)}{\partial z} \quad (3.8)$$

Pour calculer le champ en tout point et à chaque instant, il est seulement nécessaire de calculer  $A(x, y)$  sur tout l'espace pour ensuite reconstruire  $\psi(x, y, z)$ . Comme la solution est harmonique, il suffit de faire le calcul sur une période temporelle.

Afin de faciliter la modélisation, j'ai utilisé le logiciel BeamProp©, logiciel commercial conçu pour calculer la propagation d'onde lumineuse à travers un matériau diélectrique et basé sur le calcul *BPM*. La simulation commence par la définition du profil d'indice du guide et de sa géométrie. Puis on renseigne les paramètres du matériau et les conditions d'injection.

### 3.2.2 Guides droits diffusion de titane

#### Affinage du modèle de profil de diffusion

Je présente ici un résultat postérieur à la réalisation d'une première fournée de guides droits. En effet, afin d'affiner les paramètres de simulation, il est nécessaire de connaître le profil d'indice du guide et ses dimensions. Comme la diffusion n'est pas un phénomène facile à modéliser avec précision, nous avons mesuré le profil du mode guidé en sortie de guide droit avec un fort grossissement. On cherche ensuite, par la simulation *BPM* en jouant sur les paramètres de diffusion, à retrouver un profil de mode similaire.

Dans BeamProp©, le profil d'indice diffusé s'écrit dans un système de coordonnées normalisées définies telles que :

$$x' = \frac{2x}{w} \quad y' = \frac{2y}{h} \quad z' = \frac{z}{l} \quad (3.9)$$

avec  $x$ ,  $y$  et  $z$  les coordonnées de la position réelle le long du segment de guide, dont la direction de propagation est la direction  $z$ .  $w$ ,  $h$  et  $l$  sont respectivement la largeur, hauteur et longueur du segment de guide. Ainsi, les coordonnées normalisées varient entre -1 et 1 pour  $x$  et  $y$ , 0 et 1 pour  $z$ . On définit  $w$ ,  $h$  et  $l$  comme des constantes dans BeamProp©.

Le profil d'indice étant invariant selon l'axe de propagation (ici l'axe  $z$ ), on exprime le profil de diffusion dans le plan  $(x, y)$  comme suit :

$$n(x', y') = n_0 + \Delta n \cdot g(x')f(y') \quad (3.10)$$

avec  $n_0$  l'indice du substrat dans lequel on effectue la diffusion et  $\Delta n$  la valeur maximale d'augmentation locale d'indice produite par la diffusion. On exprime la fonction du profil horizontal  $g(x')$  (cf **Équation 2.10**) :

$$g(x') = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf} \left( \frac{w/2 + x'}{h_x} \right) + \operatorname{erf} \left( \frac{w/2 - x'}{h_x} \right) \right\} \quad (3.11)$$

Pour le profil vertical  $f(y')$ , on choisit un modèle Gaussien (cf **Équation 2.10**)

$$f(y') = \exp \left( \frac{-y'^2}{h_y^2} \right) \quad (3.12)$$

Avec  $h_x$  et  $h_y$  la longueur de diffusion respectivement horizontale et verticale. Avec  $\Delta n$ , il s'agit des trois paramètres que nous ferons varier dans nos simulations.  $w$  est fixé à 12  $\mu\text{m}$  car c'est la largeur physique du ruban de titane déposé sur le substrat.

La figure 3.11 présente les différents profils de diffusion de titane horizontale ( $g(x)$ ) et verticale ( $f(y)$ ) testés en simulation. On fait également varier  $\Delta n$  de 0.02 à 0.04 par pas de 0.01 dans la simulation. On a donc trois paramètres qui peuvent chacun prendre 3 valeurs, ce qui donne 27 simulations.

On injecte, dans BeamProp©, un faisceau Gaussien dans un guide droit de longueur 2 cm et on attend que le mode fondamental soit stabilisé, c'est à dire qu'il ne change plus de distribution

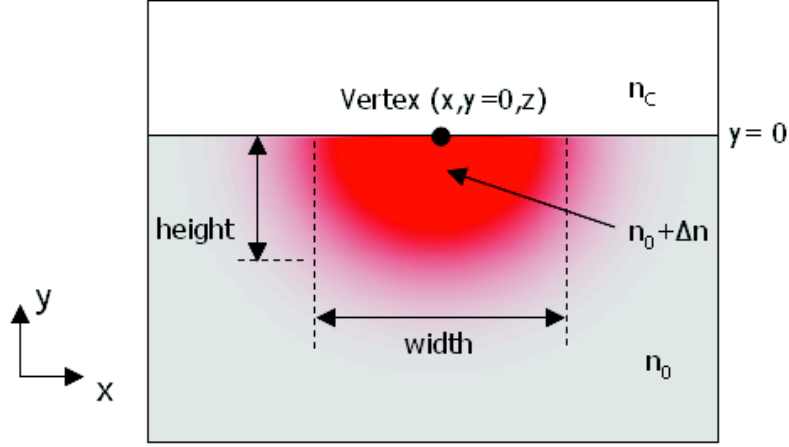


FIGURE 3.10 – Illustration du profil d'indice tel qu'il est défini dans BeamProp©.

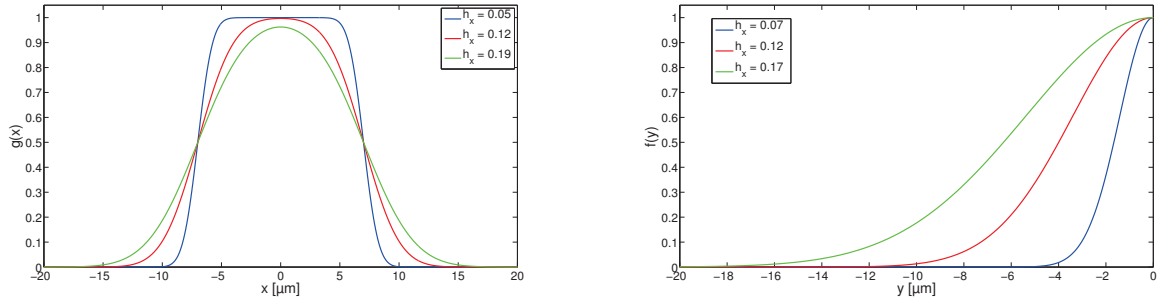
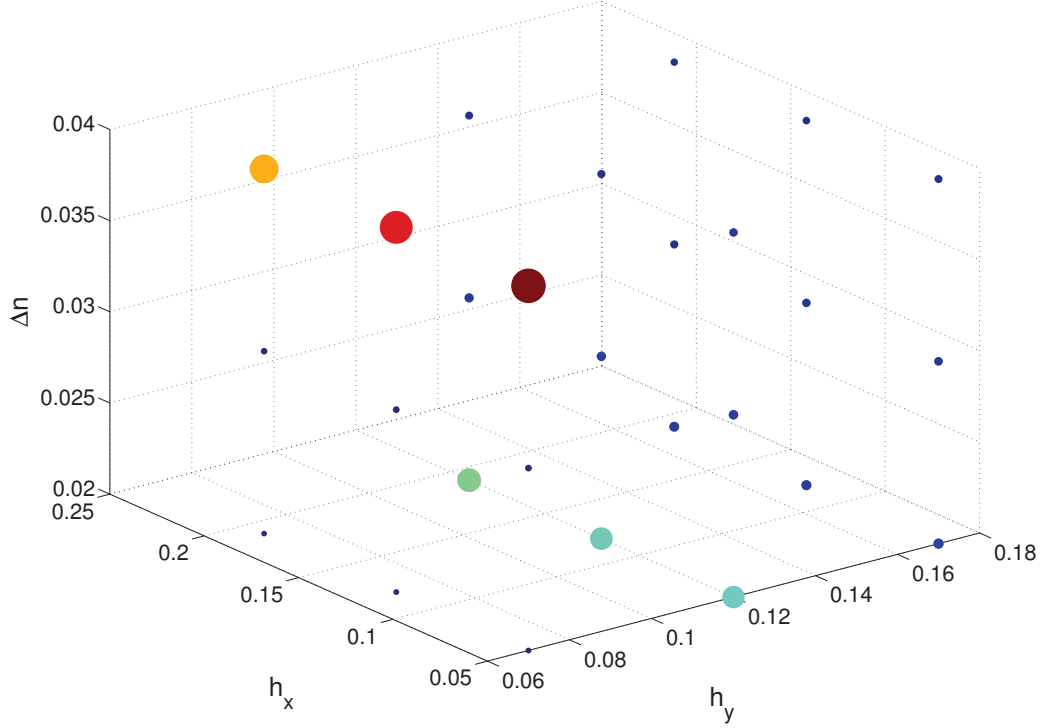


FIGURE 3.11 – Profils de diffusion horizontaux (**gauche**) et verticaux (**droite**) testés en simulation BPM.  $h_x$  varie de 0.07 à 0.19 et  $h_y$  varie de 0.05 à 0.19.

géométrique de champ. Ce mode fondamental est ensuite comparé aux mesures effectuées en sortie de guide droit diff :Ti. On notera que les profils en TM sont très bruités. En effet les mesures ont été faites sur des guides réalisés au début de ma thèse, et ces guides ne guidaient pas bien la polarisation TM, c'est pourquoi le rapport signal sur bruit est mauvais.

Pour les profils de mode horizontaux et verticaux, on trace une figure de mérite qui traduit la concordance entre le profil mesuré et celui obtenu par la simulation en fonction de ses paramètres (**Figure 3.12**).

Le guidage étant mauvais en TM, on ne traite que le cas TE. Le résultat de cette simulation nous donne une idée du profil d'indice avec lequel poursuivre nos simulations, à savoir  $h_x = 0.05$ ,  $h_y = 0.07$  et  $\Delta n = 0.04$ . La **Figure 3.13** présente les résultats des simulations. On remarque que le mode vertical simulé est plus asymétrique que le mode mesuré. C'est cependant le meilleur résultat que nous ayons obtenu. L'asymétrie du mode n'est pas très favorable pour le couplage avec une optique de focalisation ou une fibre : cela diminue la valeur de l'intégrale de recouvrement entre le profil injecté et le mode guidé. Il serait donc bon de réaliser des guides plus enterrés afin d'obtenir un mode fondamental plus symétrique verticalement, et ainsi optimiser le couplage.



**FIGURE 3.12** – Figure de mérite de la série de simulations en TE pour le profil de mode horizontal. Plus les points sont gros et de couleur chaude, plus le profil de mode obtenu correspond à la mesure (méthode des moindres carrés).

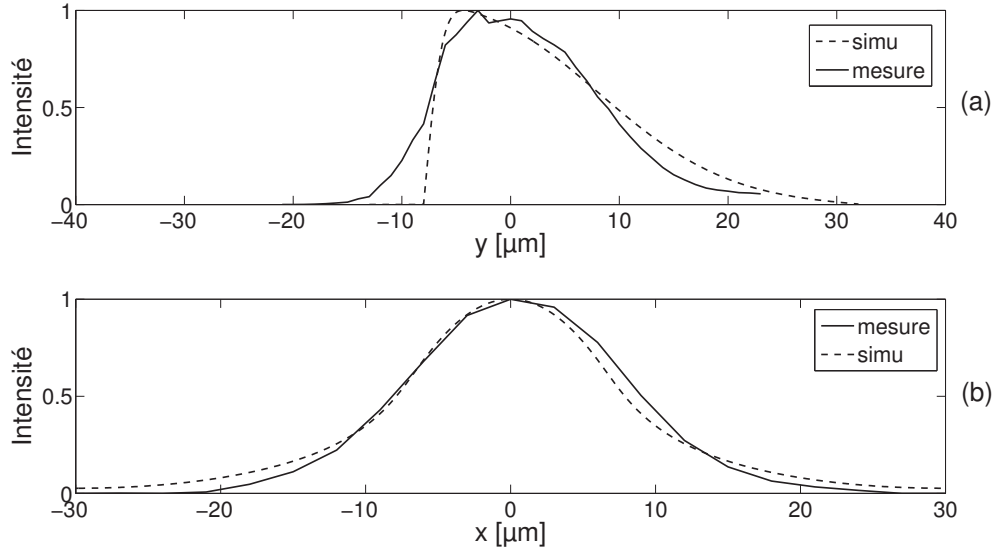
### 3.2.3 Coupleurs directionnels

#### *Coupleurs 50/50*

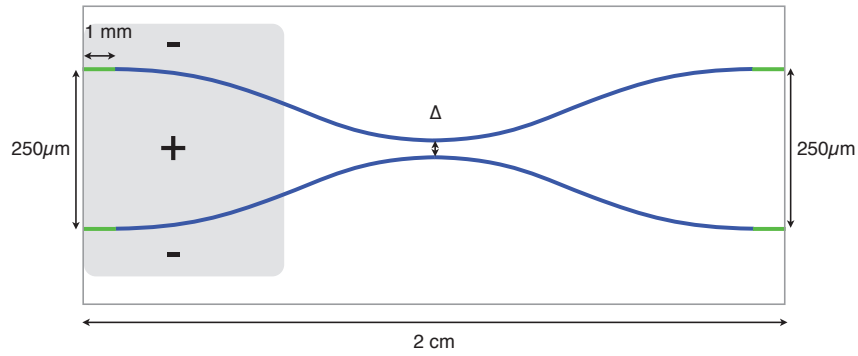
Le taux de couplage d'un coupleur directionnel dépend entre autre de la longueur physique de couplage. La simulation s'est donc avérée indispensable pour avoir une idée, même assez vague dans le sens où les composants une fois réalisés ne se comporteront sûrement pas comme prévu, de la géométrie permettant d'obtenir un taux de couplage de 50% @ 3.39  $\mu\text{m}$ . Les coupleurs directionnels ont une géométrie simple : les deux entrées sont séparées de 250  $\mu\text{m}$ , puis les guides se rapprochent suivant une trajectoire à grand rayon de courbure jusqu'au centre de la puce où ils sont séparés d'une distance  $\Delta$ . Enfin les guides s'éloignent symétriquement pour se retrouver en sortie à 250  $\mu\text{m}$  l'un de l'autre. En entrée comme en sortie, on laisse un segment droit de 1 mm pour filtrage (en vert sur la **Figure 3.14**).

Les simulations, dont les résultats sont présentés en **Figure 3.15**, sont effectuées en polarisation *TE*. On fait varier  $\Delta$  et on propage le mode fondamental en injectant un faisceau Gaussien dans l'une des entrées du coupleur. La puissance en sortie de chaque bras est mesurée par l'intégrale de l'intensité du champ électrique sur la section transverse du guide. On détermine ainsi la valeur du paramètre  $\Delta$  qui permet d'obtenir un couplage 50/50 @ 3.39  $\mu\text{m}$  (cf **Figure 3.16**).





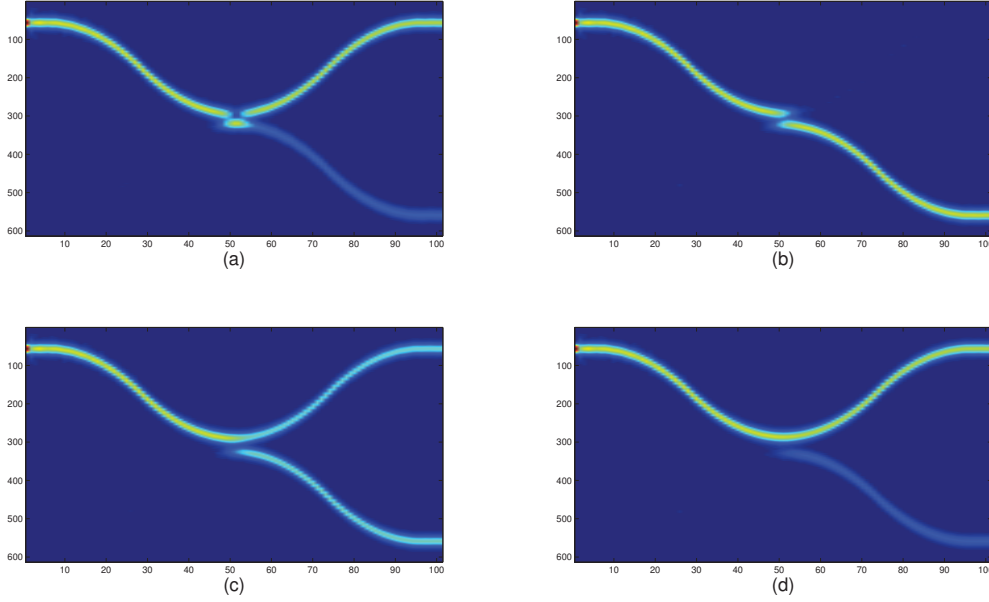
**FIGURE 3.13** – Résultats des simulations de profils de modes avec  $h_x = 0.05$ ,  $h_y = 0.07$  et  $\Delta n = 0.04$  pour le profil vertical (a) et horizontal (b) en TE.



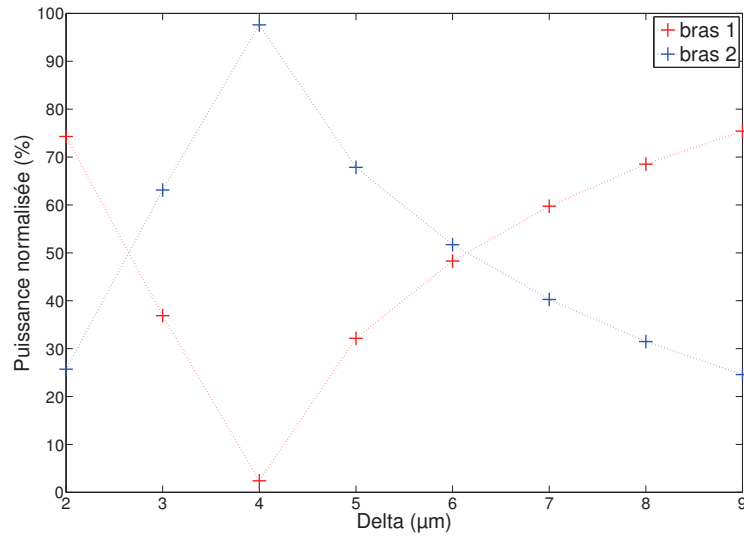
**FIGURE 3.14** – Schéma d'un coupleur 50/50. – La distance  $\Delta$  est l'unique paramètre que l'on fera varier pour obtenir un couplage à 50% @ 3.39  $\mu\text{m}$ . On distingue les électrodes, en configuration push-pull, en entrée de composant.

#### Ajout d'électrodes

Après la phase de gravure des guides sur le substrat de Niobate de Lithium, des électrodes seront ajoutées en entrée du coupleur, de part et d'autre de chaque bras sur une distance de 5 mm et en configuration push-pull, comme illustré sur la **Figure 3.14**. Ces électrodes permettront de faire varier le déphasage entre les voies *onChip*, et n'ont pas été prises en compte lors des simulations BPM.



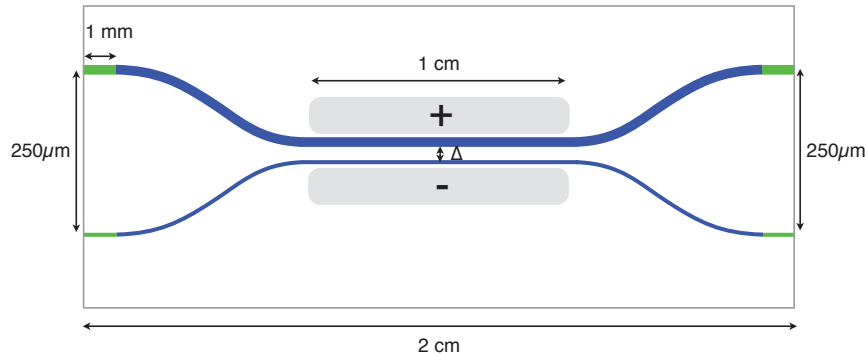
**FIGURE 3.15** – Simulation BPM de coupleurs directionnels décrits dans la **Figure 3.14** pour différentes géométries :  $\Delta =$  (a) :  $2 \mu\text{m}$  (b) :  $4 \mu\text{m}$  (c) :  $6 \mu\text{m}$  (d) :  $9 \mu\text{m}$  @  $3.39 \mu\text{m}$ . On mesure l'énergie en sortie de chaque voie en calculant l'intégrale du mode fondamental sur la largeur du guide.



**FIGURE 3.16** – Puissance normalisée à la somme des deux bras en sortie du coupleur en fonction de  $\Delta$ . On va donc construire nos coupleurs avec un  $\Delta$  autour de  $6 \mu\text{m}$  pour obtenir un couplage de 50% @  $3.39 \mu\text{m}$ .

### 3.2.4 Coupleurs asymétriques

De la même manière que les coupleurs directionnels présentés dans la section précédente, des coupleurs directionnels asymétriques ont été dessinés afin d'observer l'effet de l'asymétrie sur la dispersion [74]. Ces coupleurs représentent un premier jet : il restait de la place sur le masque lithographique.



**FIGURE 3.17** – Schéma d'un coupleur asymétrique. – La distance  $\Delta$  est fixée à  $2\text{ }\mu\text{m}$ , et c'est la largeur du "petit guide" (celui du bas sur la figure) qui varie, le guide du haut ayant la largeur nominale de  $12\text{ }\mu\text{m}$ . Les électrodes sont placées le long de la partie droite de couplage ( $10\text{ mm}$ ).

L'asymétrie est uniforme : il s'agit de la différence de largeur des guides qui composent les deux bras du coupleur. Le premier a une largeur fixée à  $12\text{ }\mu\text{m}$ , et celle du second varie de  $6$  à  $10\text{ }\mu\text{m}$ . On souhaite vérifier que l'asymétrie a un impact sur la dépendance du taux de couplage en longueur d'onde [74], et si possible déterminer la géométrie qui donnerait un coupleur équilibré sur la bande spectrale d'intérêt. Dans la **Section 4.4**, des résultats préliminaires du coupleur asymétrique numéro 4 (largeur du "petit" bras :  $9\text{ }\mu\text{m}$ ) sont présentés en lumière monochromatique.

La géométrie des coupleurs asymétriques diffère de celle des coupleurs 50/50, comme on peut le constater sur la **Figure 3.17**. La valeur de l'espace entre les guides dans la partie couplage  $\Delta$  est fixée à  $2\text{ }\mu\text{m}$  et la longueur de la zone droite de couplage est de  $10\text{ mm}$ . Les simulations nous donnent ainsi une valeur de couplage proche de  $50\%$  @  $3.39\text{ }\mu\text{m}$  (on rappelle que le coupleur directionnel est par nature chromatique). Cependant, les électrodes placées le long de la zone de couplage serviront à faire varier la longueur effective de couplage et donc le taux de couplage. Il nous importe donc peu que ces coupleurs soient équilibrés. La grande longueur de la zone de couplage permet aux électrodes d'avoir un effet accru sur la longueur de couplage. On espère ainsi pouvoir équilibrer *onChip* le taux de couplage.

### 3.2.5 Réalisation des masques lithographiques

Le point commun entre la méthode de diffusion de titane de l'échange protonique est le masque lithographique : un seul masque pour deux technologies différentes. Comme l'aligneur de masque à notre disposition à la plateforme technologique FEMTO-ST est prévu pour des masques de 4'', nous allons remplir l'espace avec des composants variés et pas toujours simulés de manière complète, par manque de temps. La poursuite de l'objectif nulling en bande L à 40 dB passe par la réalisation de composants tests qui constituent les briques de l'interféromètre intégré que l'on cherche à réaliser. Les deux pistes que nous poursuivons pour la recombinaison en optique guidée sont les jonctions Y et les coupleurs. Rappelons que les coupleurs ont un avantage au niveau de la transmission mais sont chromatiques, alors que les jonctions Y sont achromatiques mais présentent des pertes de jonction significatives. J'ai donc dessiné un masque divisé en puces contenant chacune différentes "versions" d'un guide/recombineur. Ce sont ces puces, de dimensions  $2\text{ cm} \times 1\text{ cm}$  que nous appelons "composants". La longueur de 2 cm a été choisie à cause des premières estimations de pertes des guides, autour de 5 dB/cm. Nous avons alors décidé de limiter la longueur des composants pour avoir une transmission raisonnable, même si cela implique des rayons de courbure importants pour faire tenir toutes les fonctions optiques sur une puce. La standardisation de la taille des puces nous permet également de ne pas avoir à régler le banc de caractérisation à chaque changement de composant. Un second masque, allant de paire avec le premier (pour les guides d'onde) servira à déposer les électrodes. Ces électrodes placées de part et d'autre des guides serviront à faire varier l'indice du matériau et donc la phase accumulée par l'onde se propageant dans le guide.

#### Caractéristiques techniques

Le design du masque a été réalisé sur DraftSight©, un logiciel de dessin vectoriel gratuit mis à disposition par *Dassault Systems*. Ce logiciel s'est révélé très performant et très complet pour le dessin 2D. Le matériau utilisé pour les deux masques est du quartz, et le dépôt métallique pour les motifs est du chrome anti-réfléctif. Nous avons demandé la précision de gravure maximale pour les masques, parce que nous avons des motifs de très petite taille à graver, notamment la zone de recombinaison des Y ou les électrodes qui ne sont qu'à 1  $\mu\text{m}$  des guides. Cette précision est de 0,5  $\mu\text{m}$ .

#### Jonctions Y

La jonction Y est l'organe principal du recombineur que l'on cherche à développer. Ainsi j'ai dessiné deux puces contenant chacune cinq jonctions Y de rayons de courbure différents afin de caractériser son influence sur la qualité de la recombinaison et les pertes.

On distingue sur la **Figure 3.19(b)** que les électrodes forment des plots au bord inférieur de la puce. C'est sur ces plots que seront bondés/brasés les fils qui fourniront la tension de commande.

La jonction proprement dite est symétrique et construite simplement comme suit : le guide droit s'élargit jusqu'à atteindre le double de sa largeur nominale (12  $\mu\text{m}$ ). A partir de là, un filot central vient créer deux guides de largeur nominale à partir d'un seul. Les deux guides s'éloignent suivant une spline pour atteindre une séparation de 250  $\mu\text{m}$ . On définit nos Y par l'angle de la flèche lors

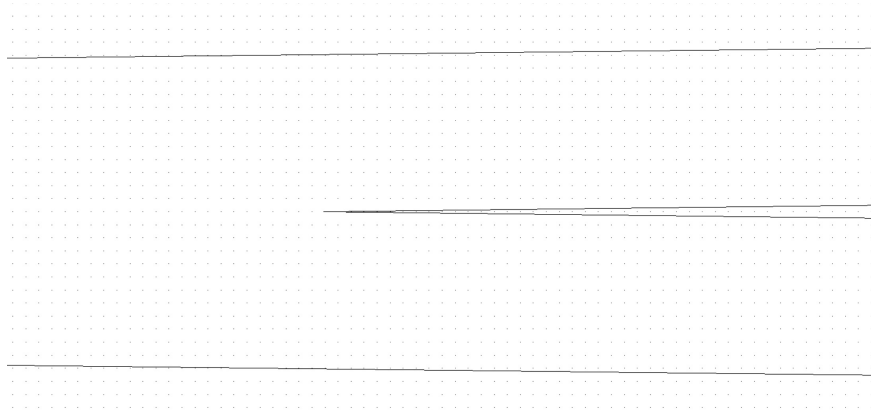


FIGURE 3.18 – Détail d'une jonction Y.

de la séparation. Notons que comme toujours avec nos designs, il y a en entrée et en sortie 1 mm de guide rectiligne pour le filtrage.

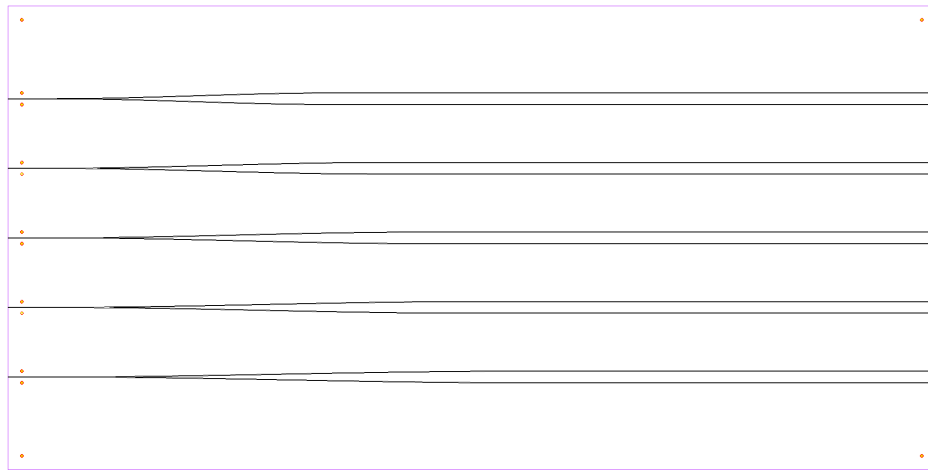
Les électrodes sont disposées en configuration push-pull pour augmenter l'efficacité électro-optique, à 1  $\mu\text{m}$  des guides afin de maximiser l'intensité du champ électrique au cœur du guide.

On dessine donc dix jonctions Y dont les angles de flèche et la longueur des électrodes varient comme indiqué dans le **Tableau 3.4**.

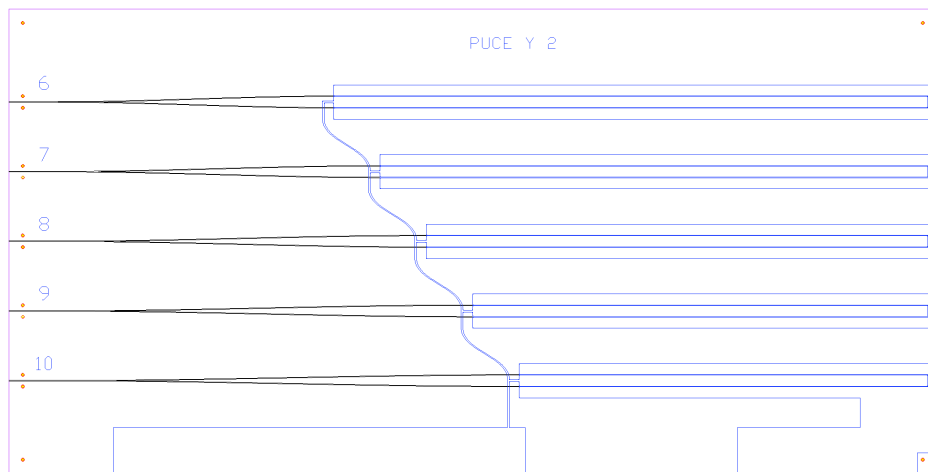
No de Jonction	Longueur électrode [mm]	Angle de la flèche [°]
$Y_1$	18	7,12
$Y_2$	17	3,58
$Y_3$	16	2,39
$Y_4$	15	1,79
$Y_5$	14	1,43
$Y_6$	13	1,19
$Y_7$	12	1,02
$Y_8$	11	0,89
$Y_9$	10	0,79
$Y_{10}$	9	0,72

TABLE 3.4 – Caractéristiques géométriques de jonctions Y. La largeur des guides est fixée à 12  $\mu\text{m}$ .

On notera que cette géométrie des jonctions est la plus simple et la plus basique qui soit. Il serait intéressant d'essayer par la suite des géométries optimisées [75] qui n'impliquent pas de passage potentiellement multimode au niveau de la jonction, plus précisément à l'endroit où le guide s'élargit jusqu'à deux fois sa largeur nominale, occasionnant ainsi moins de pertes à la jonction (passage de 1 dB à 0.3 dB dans le Niobate de Lithium @ 1.55  $\mu\text{m}$  en polarisation TE [75]).



(a)

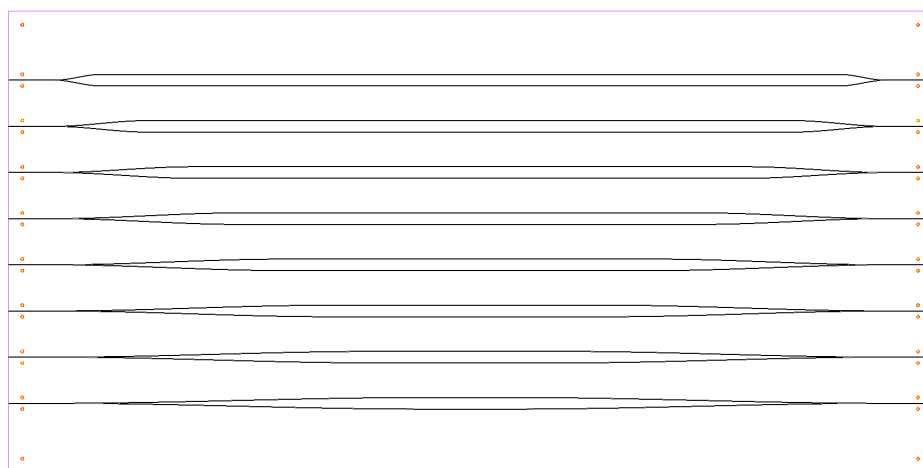


(b)

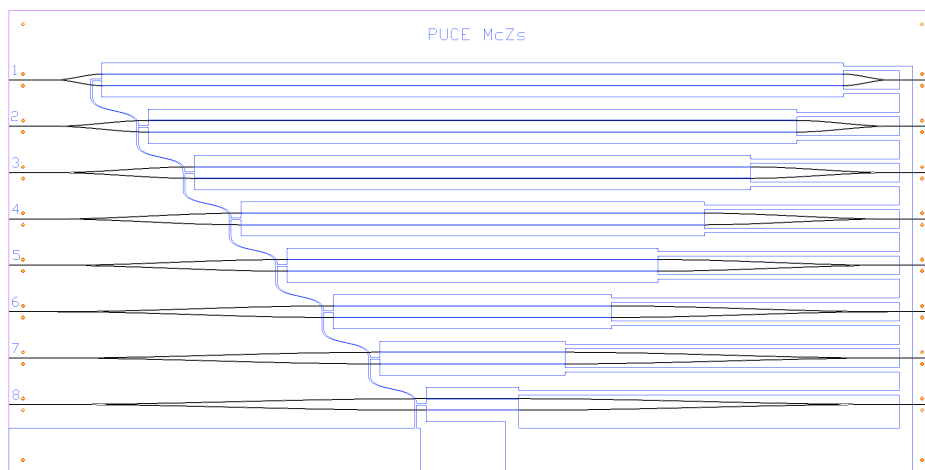
**FIGURE 3.19** – Design d'une puce contenant plusieurs jonctions Y de rayons de courbure différents. (a) : masque "guides" (b) : masque "guides" et masque destiné au dépôt métallique (électrodes) en bleu.

### Mach-Zehnders

Quel que soit le choix de l'organe recombinaut pour notre interféromètre, on sait que la deuxième plus forte contrainte pour obtenir un null de qualité est l'équilibre photométrique. En effet, on a vu que pour obtenir un taux de réjection de 40 dB l'équilibre photométrique doit être meilleur que 4%. Notre nuller intégré doit donc comporter des organes capables d'ajuster la photométrie *onChip*. Dans cette optique, j'ai dessiné un jeu de Mach-Zehnders qui ne sont autres que deux jonctions Y



(a)



(b)

**FIGURE 3.20** – Design d'une puce contenant plusieurs Mach-Zehnders de rayons de courbure différents. (a) : masque "guides" (b) : masque "guides" et masque "électrodes" destiné au dépôt métallique (électrodes) en bleu.

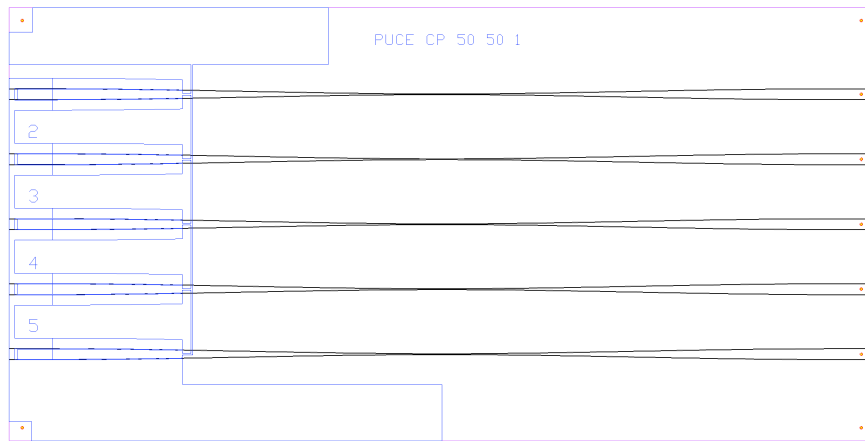
tête-bêche. Avec une entrée, une sortie et un jeu d'électrode capable de faire varier la différence de trajet optique entre les deux bras, un Mach-Zehnder est un modulateur d'intensité.

Comme pour les jonctions Y, il reste à déterminer expérimentalement le rayon de courbure optimal, c'est à dire celui qui fournit le meilleur rapport compacité/pertes. Chaque Mach-Zehnder contient

deux jonctions Y qui présentent les mêmes caractéristiques géométriques que celles dessinées sur la puce jonctions Y.

### Coupleurs 50/50

Les coupleurs constituent la seconde piste explorée pour la recombinaison, alternative aux jonctions Y. Notre priorité est de fabriquer des coupleurs équilibrés, c'est à dire avec un taux de couplage de 50%. Autrement dit, en injectant dans un bras, on doit trouver la même puissance au bout de chacune des sorties. Les caractéristiques géométriques des coupleurs directionnels sont présentées dans la **Section 3.2.3**. Des électrodes sont placées en entrée afin d'être en mesure d'ajuster la phase d'entrée, comme le montre la **Figure 3.21**.



**FIGURE 3.21** – Design d'une puce contenant cinq coupleurs 50/50, de paramètre  $\Delta$  (distance entre les guides au centre, dans la zone de couplage) varié.

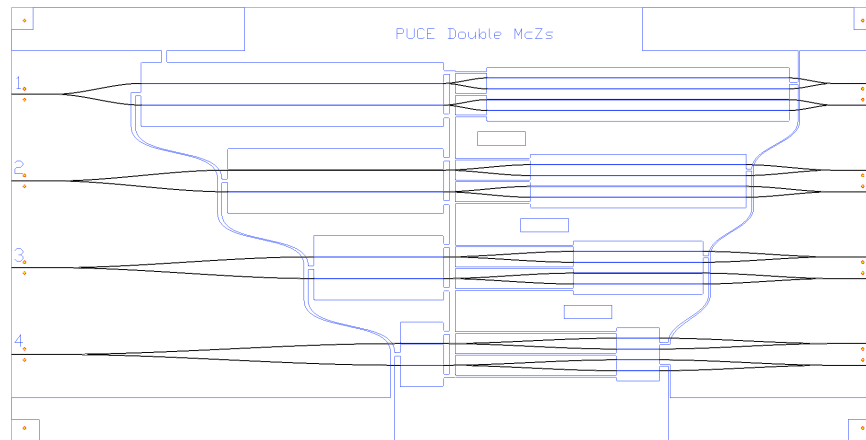
Pour rappel, l'étude en simulation présentée en **Figure 3.16** montre qu'un paramètre  $\Delta$  de 6  $\mu\text{m}$  produit un coupleur équilibré.

### Doubles Mach-Zehnders

Le double Mach-Zehnder est l'aboutissement du concept d'interféromètre à haut contraste intégré avec recombinaison par jonction Y. On y trouve tous les organes nécessaires à l'obtention d'un contraste optimal et ce, sans la moindre pièce mécanique mobile. Le double Mach-Zehnder dispose d'un Mach-Zehnder par voie et d'une jonction Y. Chaque organe est pilotable en électro-optique par tension de commande, *onChip*. Ainsi il est possible d'ajuster les photométries via les Mach-Zehnders et de faire varier la différence de marche optique au niveau de la jonction Y. On a donc un interféromètre complet et intégré.

Comme pour les coupleurs, les jonctions Y et les Mach-Zehnders, j'ai dessiné des double Mach-Zehnders dont le rayon de courbure varie afin de déterminer le meilleur compromis compacité/pertes expérimentalement. La **Figure 3.22** montre le dessin d'une puce doubles Mach-Zehnders avec leurs électrodes de contrôle.



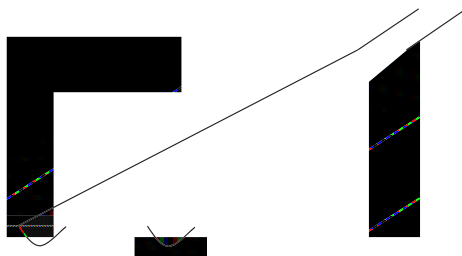
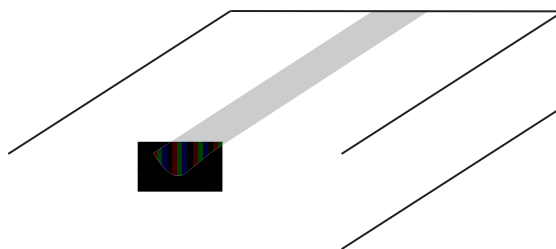


**FIGURE 3.22** – Design d’une puce contenant quatre doubles Mach-Zehnders, de rayons de courbure variés. Sur ce dessin, les entrées sont à droite et les sorties à gauche. On voit les électrodes de commande en push-pull au niveau des Mach-Zehnders et des jonctions Y.

La principale difficulté de la réalisation des masques lithographiques était liée aux exigences du fabricant au niveau du dessin vectoriel ainsi que la lenteur du processus d’échange pour aboutir à un masque viable.

### 3.3 Réalisation technologique de guides d'onde RALIS

La fabrication de guides d'onde, d'un point de vue technologique, est une science à part entière. Ce n'était pas initialement vu comme le cœur du sujet de ma thèse. J'ai néanmoins été amené à réaliser les guides en salle blanche et donc à me familiariser avec les techniques lithographiques de réalisation de guides. C'est pourquoi je détaillerai dans cette partie les étapes technologiques qui nous ont permis de réaliser nos composants. Sur la **Figure 3.23** est schématisé le résultat final des étapes de réalisation : sur un substrat de Niobate de Lithium est diffusé du titane par chauffage, constituant le guide d'onde, et de part et d'autre du guide sont déposées les électrodes de contrôle de phase. Pour augmenter l'efficacité électro-optique d'un facteur deux, les électrodes ont été placées en configuration push-pull entre les entrées du composant comme le montre la **Figure 3.24** représentant une jonction Y.



### 3.3.1 Ressources Humaines et Technologiques : FEMTO-ST

L'IPAG ne possédant ni le matériel ni l'expertise suffisants pour réaliser des composants d'optique intégrée, nous avons établi une collaboration avec FEMTO-ST (Université de Besançon). L'équipe Nano-Optique de FEMTO-ST possède une bonne expérience du Niobate de Lithium et de la diffusion de titane, puisque Nadège Courjal a commencé à travailler sur la faisabilité de cristaux photoniques dans le Niobate de Lithium en 2005. Nadège Courjal (Maître de Conférence) et Gwenn Ulliac (Ingénieur de Recherche) furent nos principaux contacts à FEMTO-ST.

### MIMENTO

MIMENTO (Microfabrication pour la MEcanique, les Nanosciences, la Thermique et l'Optique) est une centrale technologique, située près de FEMTO-ST, à laquelle nous avons eu accès pour réaliser les composants que nous avons caractérisés. Elle fait partie depuis 2004 du réseau des grandes centrales technologiques pour la Recherche Technologique de Base (réseau RTB), dont le but est de soutenir l'ensemble de la recherche institutionnelle française. La Centrale est dotée d'un parc d'équipement de Haute Technologie ouvert à la fois à des partenaires académiques et industriels. Elle a bénéficié ces dernières années de financements nationaux (Ministère, ANR, CNRS), et régionaux (DRIRE, Région, Conseil Général, CAGB).

### 3.3.2 Étapes de fabrication des guides Ti :diff

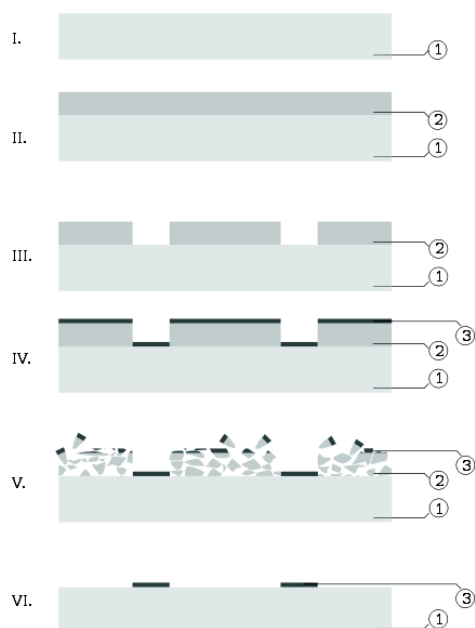
Pour la fabrication des guides, nous avons choisi la technique du Lift-Off, technique largement utilisée pour les dépôts métalliques sur des substrats qui pourraient être endommagés par une gravure directe. Le principe du Lift-Off est présenté sur la **Figure 3.25**.

#### Étape 1 : Préparation du substrat

Avant de déposer la couche sacrificielle de résine, le substrat doit être nettoyé à l'alcool afin d'en éliminer toute impureté. Il est ensuite séché à l'air sec. Pour garantir une bonne adhérence du titane sur le substrat, ce dernier doit ensuite être décapé à l'aide d'un canon à ions. Il s'agit donc d'une attaque mécanique.

#### Étape 2 : Dépôt de la couche sacrificielle de résine

La qualité de la lithographie dépend en tout premier lieu de la qualité du dépôt de la résine. En effet celle-ci doit être déposée de telle manière que son épaisseur soit homogène, et ce, même au niveau des bords du substrat. Pour ce faire, on utilise une tournette sur laquelle est maintenu le *wafer* grâce à une pompe à vide. On dépose la résine au centre et on lance le programme. La force centrifuge se charge d'étaler la résine de manière homogène. La résine utilisée porte la référence *TI09XR* : il s'agit d'une résine inversible permettant la réalisation de lithographies avec des masques positifs ou négatifs. La meilleure configuration, que nous avons adoptée, est l'utilisation d'un masque positif : les zones insolées sont celles qui resteront sur le substrat. On notera que pour une lithographie réussie, la couche de résine doit être au moins 3 fois plus épaisse que la couche de métal à déposer. Dans notre cas, on dépose 1  $\mu\text{m}$  de résine (pour un dépôt de 200 nm de titane).



**FIGURE 3.25** – Principe du dépôt par Lift-Off (source : Wikipédia). Étapes I : préparation du substrat – II : dépôt de la couche sacrificielle de résine – III : insolation et retrait de la résine, formant ainsi un négatif du motif à déposer – IV : dépôt du métal – V : retrait de la couche de résine sacrificielle et du métal déposée à sa surface – VI : couches finales. 1) : substrat – 2) : couche de résine sacrificielle – 3) : Métal à déposer

### Étape 3 : Insolation et retrait de la couche de résine (développement)

La phase d'insolation fait intervenir une machine appelée "aligneur". Elle permet de superposer avec précision le masque et le *wafer*, puis d'insoler aux ultra-violets. Dans la phase de fabrication des guides, cette étape n'est pas critique car le *wafer* est vierge. La qualité de contact entre le *wafer* et le masque est néanmoins importante : en cas d'interstice, la géométrie du masque risque de ne pas être correctement transcrite sur la résine du *wafer*.

Une fois la résine insolée, on en retire les parties qui ont été protégées par les motifs du masque avec un dissolvant spécifique (*MS26A* dans notre cas). Comme précisé plus haut, l'utilisation d'un masque positif permet d'obtenir de plus beaux flancs et donc des arrêtes de meilleure qualité. On obtient donc un *wafer* recouvert de résine partout sauf aux endroits protégés par le masque.

### Étape 4 : Dépôt du métal (Ti)

Le dépôt du titane est effectué par évaporation sous vide. Pour réaliser nos guides, on dépose 200 nm de titane sur tout le substrat. Cette étape n'est pas critique car la technique de l'évaporation sous vide est bien au point. L'épaisseur de la couche de titane déposée est maîtrisée à quelques nm près.

### Étape 5 : Retrait de la résine restante (stripping)

Il s'agit maintenant de retirer tout le titane du substrat, sauf sur les zones dénuées de résine. Pour cela, on attaque la résine avec de l'acétone. Le substrat est placé dans un bain et "secoué" à l'aide d'ultrasons. Cette étape est assez délicate, car si des particules de titane se redéposent sur le substrat (en générale, de manière aléatoire), ils seront quasiment impossibles à retirer après séchage.

### Étape 6 : Résultat final

Le résultat de cette étape de fabrication est un substrat non altéré sur lequel a été déposé du titane (200 nm d'épaisseur) selon les motifs du masque lithographique. Le wafer ainsi préparé est prêt pour la diffusion qui a lieu dans un four appartenant à *Photline*.

### Étape 7 : Diffusion

La diffusion est l'étape clef de la réalisation des guides : elle va déterminer à quelle vitesse et à quelle profondeur les atomes de titane vont pénétrer dans le Niobate de Lithium, et donc le profil d'indice de nos guides. C'est une étape longue (de 20 à 60h selon les essais) et qui s'effectue à une température de 1050°C, proche de la température de transition vitreuse du Niobate de Lithium. C'est donc une étape qui peut se montrer destructrice pour le cristal.

Pour la réalisation de guides diffusion de titane dans la bande télécom, une épaisseur de 90 nm de titane est suffisante. La difficulté pour la bande L réside dans le fait qu'une épaisseur nettement plus importante est nécessaire : 200 nm. Le temps de diffusion s'en retrouvent augmentés (et la dépendance n'est pas linéaire, mais exponentielle). Avec un temps de diffusion insuffisant, du titane reste en surface, et les guides ont des pertes énormes. Pour un bon guidage, tout le titane doit diffuser. Les échantillons sont placés dans des tubes de quartz, eux mêmes mis au four. Le problème est que les tubes de quartz ne tiennent pas la chaleur sur des temps de diffusion si longs (plus de 20h). Il a donc été nécessaire de faire la diffusion en plusieurs étapes afin de les préserver. Cette variation des conditions de diffusion peut être à l'origine des différences des propriétés de guidage observées sur les différentes fournées de guides.

On notera que le lithium, très volatile, a tendance à s'évaporer hors du cristal sous l'effet de la chaleur. Pour pallier ce phénomène, la diffusion se fait dans une atmosphère saturée en humidité.

La diffusion pour la réalisation des guides RALIS est donc une diffusion "de luxe", car il a fallu racheter des tubes de quartz.

#### 3.3.3 Étapes de la réalisation des électrodes de contrôle

La technique utilisée pour déposer les électrodes de contrôle est la même que celle qui a servi à déposer le titane des guides : le Lift-Off. La dernière étape (diffusion) est absente, et le métal déposé est de l'or. Une mince couche de silice sert d'accroche.

### 3.4 Caractéristiques des guides en bande L RALIS

Dans cette partie, je ne m'intéresserai qu'aux résultats relatifs au comportement des guides droits. En effet il est nécessaire, pour effectuer un filtrage modal efficace et ainsi relâcher les contraintes instrumentales dans un objectif de haut contraste, de disposer de guides monomodes. Un effort de caractérisation a été fait afin de vérifier la monomodicité de nos guides diff :Ti. Les performances interférométriques seront caractérisées plus loin.

#### 3.4.1 Comportement modal

L'objectif de cette section est de démontrer que nous avons réussi à réaliser des guides monomodes dans la bande L, condition nécessaire pour effectuer le filtrage modal. Pour vérifier le caractère monomode des guides, j'ai utilisé un procédé d'imagerie.

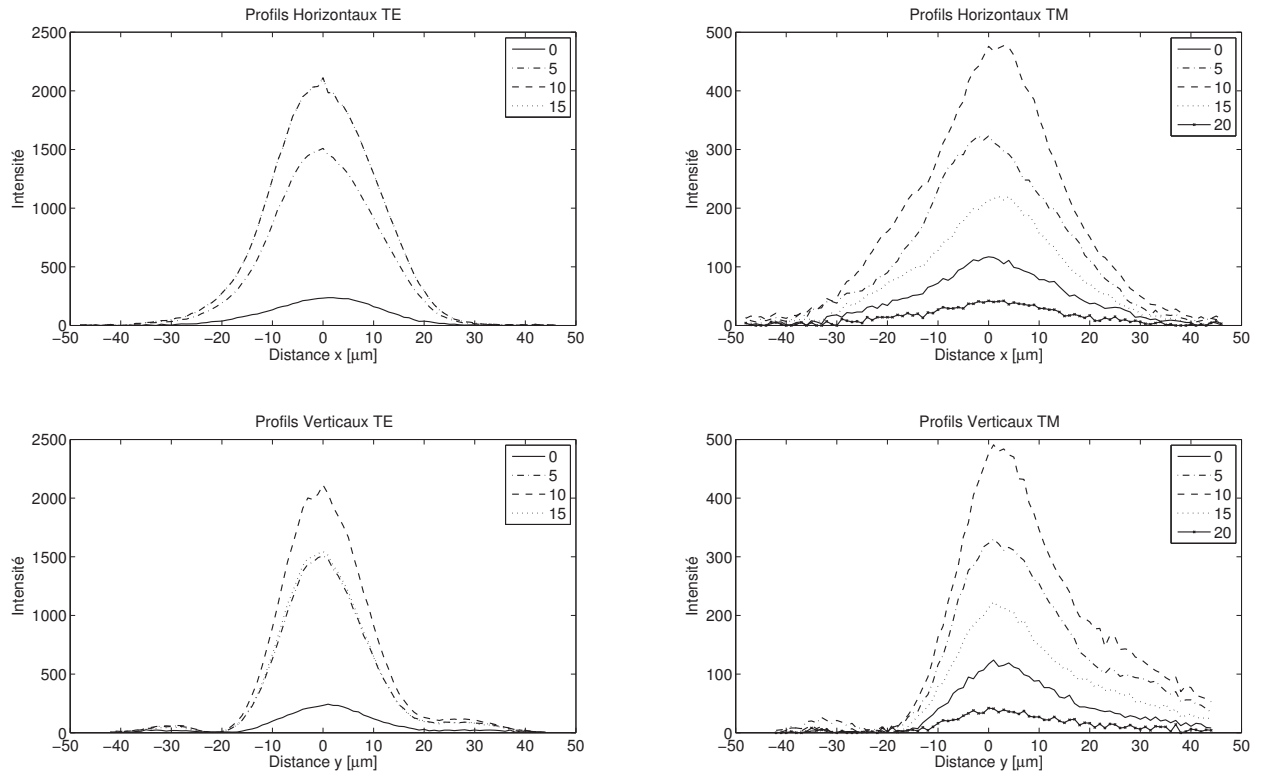
##### Imagerie

En se basant sur le fait que le couplage entre l'injection et les modes propres du guide sera différent selon la position de l'injection, il est possible d'effectuer une distinction modale en observant la sortie d'un guide. En effet, en injectant près du bord, le mode fondamental est peu couplé (sa distribution de champ est maximum au centre), alors que les modes d'ordre plus élevé seront couplés plus efficacement (le maximum de leur distribution est excentrée). On fait donc varier les conditions d'injection en la translatant, et pour chaque position de l'injection, on image la sortie du guide. La **Figure 3.26** représente les profils de mode en sortie de guide en fonction de la position de l'injection. La mesure est effectuée au laser, ce qui ne permet de conclure sur le caractère monomode des guides qu'à cette longueur d'onde.

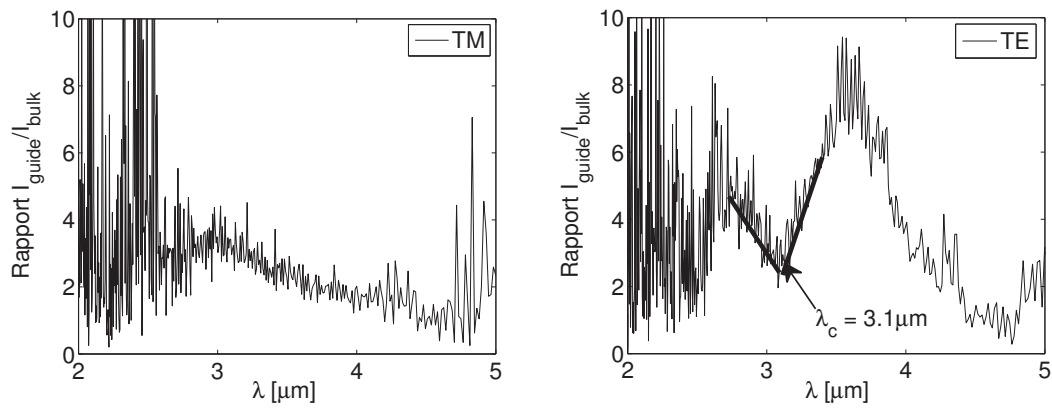
On observe que la translation de la source n'a pas d'influence sur la distribution de champ en sortie. Seule l'intensité varie, mais le profil du monde reste de forme Gaussienne, qui est la forme attendue pour le mode fondamental. Il n'y a donc pas d'ambiguïté sur le caractère monomode de nos guides @ 3.39  $\mu\text{m}$ . Ils seront donc nécessairement monomodes à des longueurs d'onde plus élevées. On rappelle que la bande L s'étend de 3.4 à 4.1  $\mu\text{m}$ . Pour être certain du domaine de guidage et de monomodicité de nos guide, on fera ultérieurement une étude par spectrométrie FTS.

##### Fourier Transform Spectroscopy (FTS)

L'observation de la transmission spectrale du guide donne des informations sur sa longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$ , en dessous de laquelle il passe de monomode à bimode. Lorsqu'on se rapproche de  $\lambda_c$ , le mode fondamental commence à fuir dans le substrat. A partir de  $\lambda_c$ , le mode d'ordre supérieur commence à guider la lumière et les pertes de propagations chutent. Le passage de monomode à bimode laisse une empreinte visible dans la transmission spectrale du guide. Les ratios des spectres de transmission du substrat et du guide (nous avons utilisé un guide droit pour la mesure) sont présentés en **Figure 3.27** pour les modes TE et TM. On y voit qu'en TM le guide semble être monomode sur toute la bande L. En TE, c'est aussi le cas mais on voit nettement le passage monomode à bimode autour de 3.1  $\mu\text{m}$ .



**FIGURE 3.26** – Profils de modes en sortie de guide (distance de propagation 5 mm) en diffusion de titane avec la source laser @ 3.39  $\mu\text{m}$  et en polarisations TE et TM pour différentes valeurs de décalage de l'injection. En légende des graphiques, la distance de translation de l'injection, en  $\mu\text{m}$  (le pas de déplacement latéral est de 5  $\mu\text{m}$ ).



**FIGURE 3.27** – Rapport du spectre de transmission du guide et du substrat pour les polarisations TM (à gauche) et TE (à droite).

## Conclusion

Les guides que nous avons réalisés sont bien monomodes à  $3.39 \mu\text{m}$ , et une mesure FTS situe leur longueur d'onde de coupure à environ  $3.15 \mu\text{m}$ . Cette dernière mesure est approximative et ne permet pas de conclure avec précision. Néanmoins, la méthode d'imagerie ne laisse aucun doute sur le caractère monomode des guides, en TE comme en TM, car le profil gaussien observé malgré la variation des conditions d'injection caractérise le mode fondamental.

### 3.4.2 Mesures de pertes

Les mesures de pertes ont été effectuées à deux reprises. La première fois en début de thèse, avec les premiers composants fabriqués à Besançon. Nous ne disposions alors que de la première version du banc, qui ne permettait qu'une injection unique en monochromatique. C'est donc par cut-back que les pertes ont été mesurées. La seconde fois fut effectuée 2 ans plus tard après avoir réalisé la dernière fournée de composants. Ces derniers nous semblaient avoir des pertes anormalement importante par rapport aux composants précédents. Nous avons alors procédé à une série de mesures de pertes par cut-back et par interférométrie avec le banc v.3 permettant l'injection en 2T en lumière polychromatique.

On rappelle l'expression des pertes dans un guide d'onde :

$$I_{out} = I_0 \cdot e^{-\alpha L} \quad (3.13)$$

avec  $I_0$  et  $I_{out}$  les intensités injectée et en sortie respectivement,  $L$  la longueur de propagation et  $\alpha$  les pertes optiques.

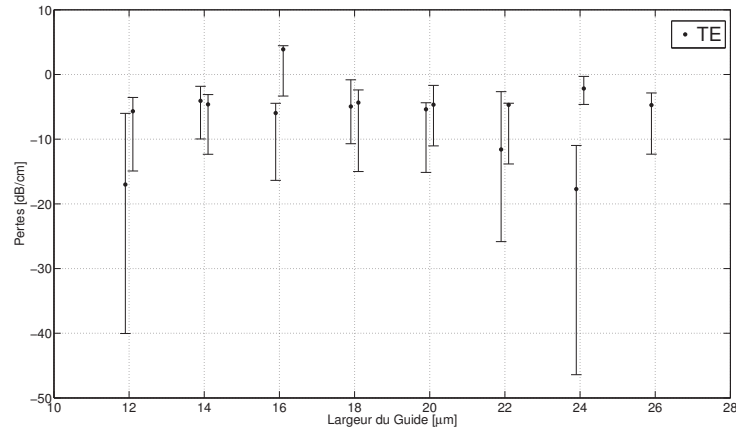
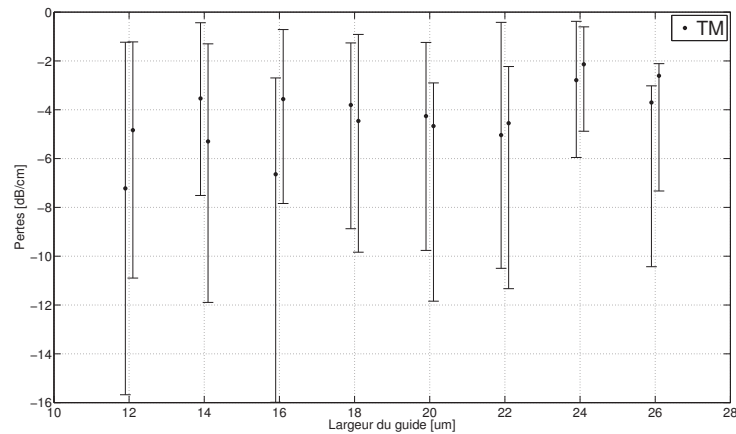
### Premières mesures par cut back

La méthode cut-back consiste à extraire le paramètre  $\alpha$  en injectant dans des composants de longueurs variées. On considère que  $I_0$  reste constante pour les différents échantillons. Cette hypothèse se traduit expérimentalement par la tentative de reproduction des conditions d'injection d'un échantillon à l'autre. En pratique, on maximise l'intensité en sortie pour chaque guide, en jouant sur l'alignement du composant et sur la distance à la lentille d'injection. Les différents échantillons sont obtenus par la découpe d'une puce unique, ainsi l'incertitude sur la réalisation technologique est réduite au maximum. Les résultats sont présentés en TE et TM pour différentes largeurs de guides.

On compare les résultats obtenus avec un modèle en exponentielle décroissante. Les barres d'erreur sont importantes : la méthode est par définition imprécise, il est impossible de reproduire parfaitement les conditions d'injection.

On obtient donc des pertes de  $4.5 \pm 1.36 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$  en TM et  $6.2 \pm 5.4 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$  en TE. Ces valeurs sont encore considérées comme trop importantes pour des application "astro" où les photons sont précieux. Nous espérons alors les réduire en jouant sur le temps de diffusion du titane. Les pertes semblent indépendantes de la largeur des guides, ce qui laisse penser qu'elles ne sont pas dues à la géométrie du guide mais plutôt à sa qualité (présence de grains, état de surface de l'interface substrat/air).



FIGURE 3.28 – Pertes linéïques ( $\alpha$ ) en TE pour différentes largeurs de guide.FIGURE 3.29 – Pertes linéïques ( $\alpha$ ) en TM pour différentes largeurs de guide.

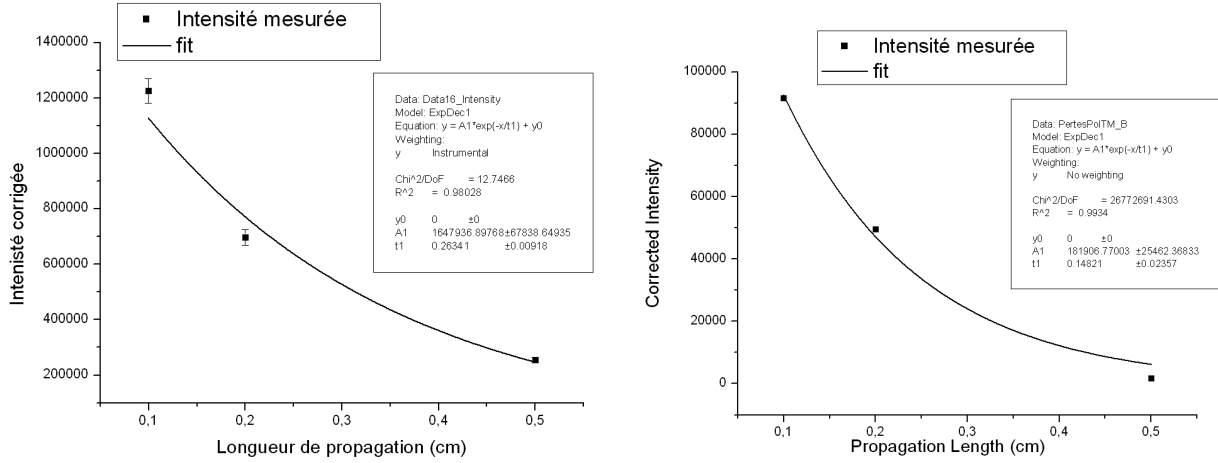
### Seconde série de mesure (guides issus de la dernière fournée)

Les guides issus de la dernière fournée nous ont semblé, expérimentalement, avoir des pertes anormalement importantes par rapport aux premiers. On a donc d'abord procédé à une mesure par cut-back.

Les pertes, 16.47 dB/cm en TE et 29 dB/cm en TM sont bien supérieures aux 6 dB/cm obtenus avec les premiers guides. Il semblerait que la couche d'accroche de silice n'ait pas été correctement retirée des guides. La silice est très absorbante en bande L et pourrait être à l'origine de l'accroissement des pertes.

Nous avons effectué une seconde mesure, en utilisant l'interférométrie, pour nous assurer que les pertes étaient telles que mesurées par cut-back, et aussi pour valider une technique de mesure ne nécessitant qu'un seul échantillon.

Le principe est de mesurer, en large bande, l'interférogramme en sortie d'un guide droit court



**FIGURE 3.30** – Pertes par cut-back en TE (à gauche) et TM (à droite) pour la dernière fournée de guides. On obtient 16.47 dB/cm en TE et 29 dB/cm en TM.

(1 mm dans notre cas). Les deux voies interférométriques sont injectées dans le même guide et on mesure l'intensité en sortie par imagerie. A l'aide du miroir monté sur une platine motorisée, on allonge le trajet optique (dans l'air) de l'une des voies de deux fois la longueur de l'échantillon. On trouve alors un deuxième paquet d'interférences : alors que le premier faisceau parcourt la longueur du guide, le second fait un aller-retour dans le guide, et son retard optique lors de l'aller-retour est compensé par un chemin optique externe plus grand. Pour balayer l'OPD et obtenir les paquets de franges, on utilise le miroir sur la platine motorisée. Cette mesure n'est possible qu'avec des matériaux dont l'indice est suffisamment grand pour que la réflexion à l'interface guide/air soit efficace. La **Figure 3.31** illustre le principe de la mesure.

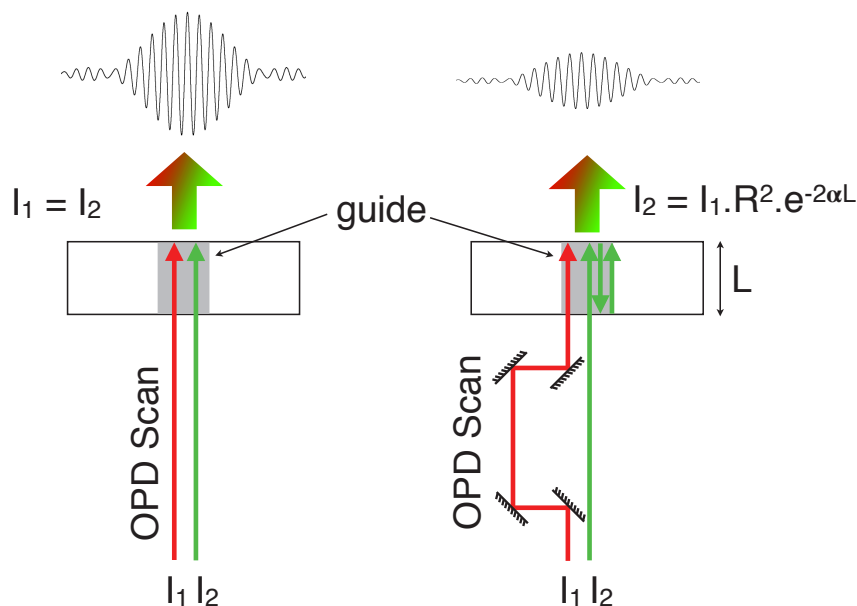
Dans le cas direct (sans aller-retour), on équilibre les photométries en minimisant la frange noire. On sait alors que  $I_1 = I_2$ . Dans la configuration avec aller-retour,  $I_2 < I_1$  à cause des pertes par propagation dans le guide et des réflexions aux interfaces. Les paquets sont obtenus par modulation externe de l'OPD (platine motorisée) et on relie la chute de contraste au déséquilibre photométrique, et donc aux pertes par propagation, en assumant que les coefficients de Fresnel sont idéaux (état de surface des interfaces parfaits).

En exprimant les intensités corrigées en photométrie du paquet obtenu en direct et de celui obtenu avec un aller-retour, et en supposant la dispersion nulle dans les deux cas ( $n(\sigma) = cste$ ), on peut relier le paramètre de pertes  $\alpha$  aux visibilités mesurées des deux paquets comme suit :

$$\alpha = -\frac{1}{2L} \cdot \ln\left(\frac{V_{paquet2}}{V_{paquet1} \cdot R}\right) \quad (3.14)$$

avec  $R$  le coefficient de Fresnel pour le Niobate de Lithium et  $L$  la longueur du guide.

La **Figure 3.32** montre le paquet obtenu en trajet direct. Sa visibilité est d'environ 0.407. On notera qu'il est très faiblement dispersé. Le paquet obtenu avec un aller-retour est, lui, asymétrique. Pour le simuler, j'ai dû prendre en compte la dispersion du Niobate de Lithium sur la longueur  $2L$  supplémentaire parcourue par les photons lors de l'aller-retour (formules de Sellmeier). Le modèle est satisfaisant et reproduit assez fidèlement le paquet. Cependant, on ne peut plus ici négliger la



**FIGURE 3.31** – Principe de la mesure de pertes par double paquet. A gauche, les deux faisceaux ont le même trajet optique et les photométries sont équilibrées ( $I_1 = I_2$ ). A droite : Un des faisceaux fait un aller-retour dans le guide et on a  $I_2 < I_1$

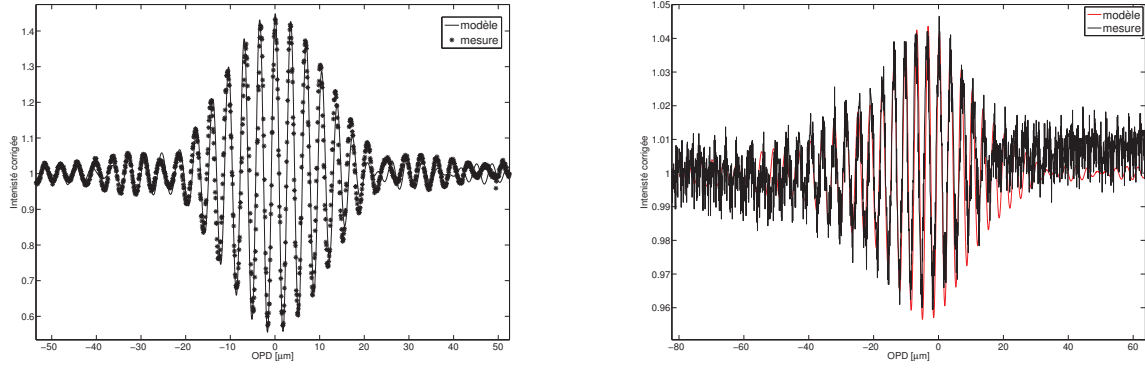
dispersion. En effet la perte de contraste n'est plus seulement due au déséquilibre photométrique mais aussi à la dispersion. Les simulations ont montré que dans la configuration de l'expérience ( $L = 1 \text{ mm}$ ), la dispersion du matériau occasionnait une perte de contraste de 13%. Pour calculer les pertes, j'ai donc corrigé la visibilité de paquet avec aller-retour pour en ôter la participation de la dispersion.

Dans ces conditions, on obtient des pertes de l'ordre de 14 dB/cm, avec une incertitude d'environ 3 dB/cm. L'incertitude vient principalement du RSB du paquet avec aller-retour. On notera que pour cette mesure, on a utilisé un coefficient de Fresnel en TE en supposant la surface parfaitement lisse à l'échelle de  $\lambda$ . Cette valeur est donc une borne supérieure des pertes réelles du guide.

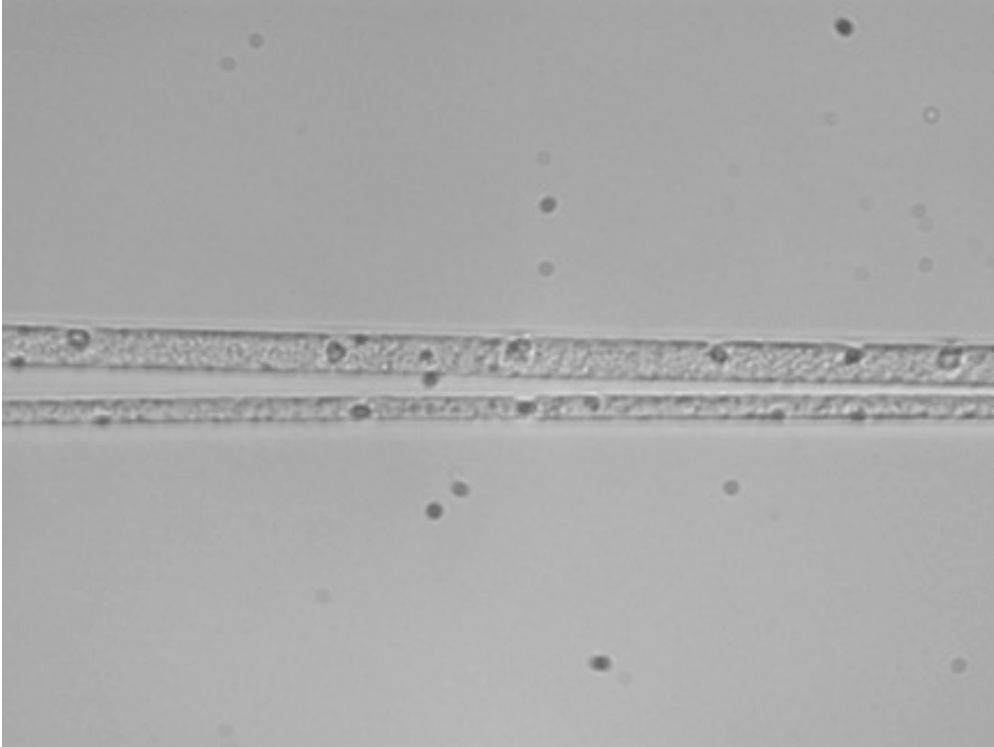
Le résultat semble cohérent avec les mesures par cut-back, mais la valeur est très élevée par rapport aux guides précédents. Nous avons alors observé les guides au microscope et nous avons remarqué la présence de grains (cf **Figure 3.33**) qui n'étaient pas présents sur les anciens guides. Nous ignorons encore d'où proviennent ces anomalies qui pourraient être à l'origine de l'augmentation de pertes. Entre les deux fournées, le four a été changé, ce qui signifie que les paramètres de diffusion n'ont pas pu être reproduits parfaitement à l'identique.

### Conclusion intermédiaire

Les pertes des guides en diffusion de titane sont encore trop importantes pour les applications astronomiques. De plus, nous avons rencontré un problème technologique qui a manifestement induit des pertes encore plus importantes. Il reste encore à trouver l'origine de ce problème.



**FIGURE 3.32** – A gauche : Paquet obtenu en direct en bande L (filtre 3.2 - 3.7  $\mu\text{m}$ ) en TE et paquet simulé avec une source Gaussienne de largeur à mi-hauteur 500 nm. On arrive à bien reproduire le paquet malgré une légère asymétrie du paquet mesuré ce qui dénote la présence d’une légère dispersion (environ  $0.05\text{rad}\mu\text{m}^{-2}$ ). A droite : paquet obtenu avec un aller-retour en TE. Le paquet présente une asymétrie marquée. En effet les bras de l’interféromètre n’ont plus la même longueur, et l’aller-retour induit de la dispersion différentielle.

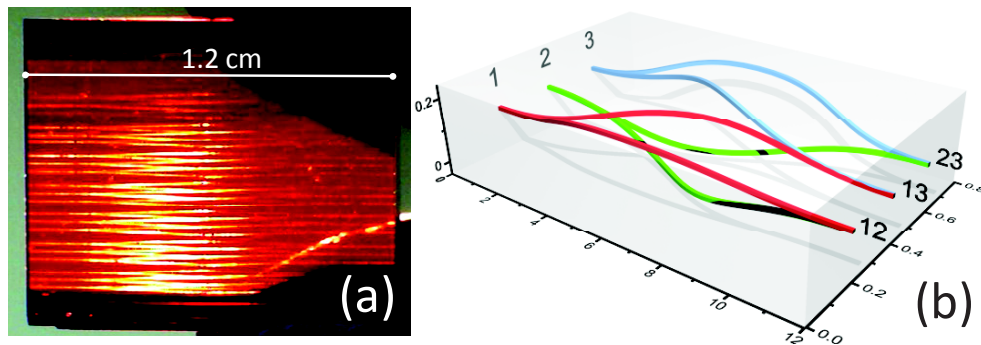


**FIGURE 3.33** – Guides diff :Ti de la dernière fournée observés au microscope. On note la présence de grains.

### 3.5 Conclusion

Réaliser des guides monomodes, présentant des faibles pertes et guidant les deux polarisations en bande L n’est pas facile. La diffusion de titane semble une solution technologique viable puisque

nous avons réussi à fabriquer des guides pouvant guider les polarisations TE et TM en bande L. Les pertes en revanche, ainsi que la reproductibilité du processus de fabrication vont nécessiter encore du travail. Le faible confinement de la polarisation TM pose également un problème, surtout au niveau des pertes dans les rayons de courbure. Peut-être serait-il plus avantageux de se résoudre à ne guider qu'une seule polarisation et ainsi de migrer vers la technologie de l'échange protonique qui offre un meilleur confinement. Lors de ma thèse, le changement du four de diffusion a provoqué des différences sur la réalisation des guides, malgré la conservations des paramètres de diffusion. On peut en conclure que le processus est très sensible et que sa reproductibilité nécessite une maîtrise accrue des paramètres. Néanmoins, le travail effectué a montré que des guides monomodes en bande L pouvaient être réalisés avec des moyens relativement modestes, et dans un matériau qui semble compatible avec la spatialisation. Reste à accomplir un effort focalisé sur la technologie afin de réussir à fabriquer des guides présentant des pertes moins importantes et un meilleur confinement de la polarisation TM. On notera que l'aspect asymétrique du mode guidé (asymétrie verticale) n'est pas favorable au couplage dans le guide. Pour obtenir un mode symétrique, il faut un guide symétrique et donc un guide enterré. Une technique prometteuse de photoinscription rapide est développée en collaboration avec la Scottish Universities Physics Alliance (SUPA)/Heriot-Watt University (Robert Thomson). Elle a d'ores et déjà permis la réalisation de guides monomodes enterrés sur toute la bande de transparence du verre de chalcogénure (GLIS), c'est à dire  $\lambda < 11 \mu m$ , en atteignant un  $\Delta n$  de  $0.012 \pm 10^{-3}$  [76]. Elle autorise également l'inscription de guides en 3D (cf **Figure 3.34**), ce qui ouvre la voie à des interféromètres intégrés 2TABCD et 3TAC dénués de croisements X.



**FIGURE 3.34** – (a) Photographie du premier composant en verre de chalcogénure (CGIS) avec 10 recombinaisons 3T en 3D opérant à  $10.6 \mu m$ . (b) Esquisse d'un second recombinaison 3D dessinée avec des rayons de courbure de 50 et 100 mm. Les unités sont en mm. Source : [76].



## Chapitre 4

# Performances Interférométriques

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Résultats préliminaires . . . . .</b>	<b>112</b>
4.1.1	Jonctions Y passives . . . . .	112
4.1.2	Jonctions Y actives . . . . .	115
4.1.3	Conclusion . . . . .	118
<b>4.2</b>	<b>Optimisation du contraste : exploitation de l'effet électro-optique . . .</b>	<b>118</b>
4.2.1	Méthode de mesure de nulling . . . . .	118
4.2.2	Senseur & suiveur de frange . . . . .	120
4.2.3	Mesure de contraste avec le double Mach-Zehnder . . . . .	128
4.2.4	Conclusion . . . . .	130
<b>4.3</b>	<b>Caractérisation de l'effet électro-optique . . . . .</b>	<b>130</b>
4.3.1	Mise à jour de l'efficacité électro-optique des composants . . . . .	130
4.3.2	Caractérisation de la dispersion induite par l'effet Pockels . . . . .	131
<b>4.4</b>	<b>Coupleur directionnel actif : résultat préliminaire . . . . .</b>	<b>141</b>
<b>4.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>143</b>

---

C'est dans ce chapitre que sont présentés les performances des composants du point de vue de l'interférométriste, c'est à dire leur capacité à recombinaison des faisceaux avec un bon taux de réjection et une quantification de la dispersion chromatique induite par le composant.

## 4.1 Résultats préliminaires

Dans cette partie, je présenterai les premiers résultats obtenus avec les composants RALIS diffusion de titane. Ces résultats préliminaires consistent en la mesure du taux d'extinction d'un recombinaison 2T ainsi que les premières mesures effectuées en électro-optique. L'objectif, à ce stade du travail, était de déterminer les paramètres de fabrication des guides qui offraient le meilleur contraste ainsi que de vérifier le bon fonctionnement de la modulation interne électro-optique.

Les guides réalisés pour cette étude sont capables de guider les deux polarisations TE et TM, ce qui présente un avantage pour les applications astrophysiques qui nécessitent de garder tous les photons : on ne peut pas se permettre de se passer d'une polarisation et donc perdre la moitié des photons. Nous avons travaillé avec une source monochromatique (laser He-Ne 3.39  $\mu\text{m}$ ) ainsi qu'avec un corps noir pour étudier les caractéristiques de nos composants en large bande.

### 4.1.1 Jonctions Y passives

Dans cette partie, on caractérise des jonctions Y simples dénuées d'électrodes en large bande afin de déterminer les paramètres de diffusion optimaux.

#### Description des jonctions

Les jonctions Y réalisées pour cette étude sont géométriquement simples. En effet, les masques lithographiques n'étaient, à l'époque, pas encore réalisés. Il s'agit donc de segments droits, comme l'illustre la **Figure 4.1**, avec les paramètres de diffusion de titane optimisés pour obtenir un comportement monomode sur la bande L en polarisations TE et TM. Un ruban de titane de 190nm d'épaisseur est déposé sur le substrat de Niobate de Lithium et diffusé pendant 20h. La largeur du ruban de titane est variable, elle va de 12 à 26  $\mu\text{m}$  par pas de 2  $\mu\text{m}$ . Les entrées sont séparées de 250  $\mu\text{m}$ .

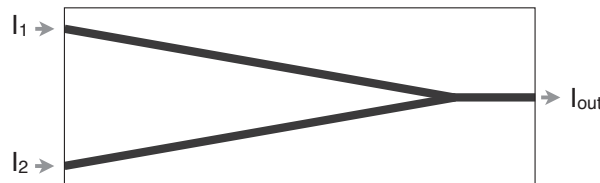


FIGURE 4.1 – Schéma d'une jonction Y passive.



### Dispositif expérimental

La caractérisation des jonctions passives a été réalisée en large bande en utilisant le banc v2.0 tel que décrit dans la **Section 3.1.2**. La source utilisée est un corps noir décrit dans la **Section 3.1.3**. Il s'agit de l'ampoule à filament et non de la source commerciale.

Travailler avec une telle configuration pose un problème de flux. Pour obtenir une cohérence de la source suffisante, il est indispensable de la filtrer spatialement avec un trou (trou source). J'ai utilisé le plus petit trou à ma disposition, d'un diamètre de 20  $\mu\text{m}$ . Même si selon le théorème de Van Cittert-Zernike, ce diamètre apparaît bien résolu, il nous a permis de nous placer dans des conditions de cohérences suffisantes pour effectuer les mesures, au dépend du flux. On rappelle que dans cette partie, comme les jonctions caractérisées sont passives, on utilisera une platine motorisée externe pour faire varier la différence de marche optique. Comme nous étudions les performances en polarisation, on place un polariseur en entrée et en sortie du composant.

### Résultats

On rappelle l'expression mathématique d'un interférogramme monochromatique :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} V \cos(\phi) \quad (4.1)$$

avec  $I_1$ ,  $I_2$  la photométrie des bras 1 et 2,  $V$  la visibilité et  $\phi$  la différence de phase entre les entrées au niveau de la jonction.  $V$  peut être exprimée comme le produit suivant :

$$V = V_{atm} \cdot V_{instr} \cdot V_{source} \quad (4.2)$$

avec  $V_{atm}$  la visibilité de l'atmosphère,  $V_{instr}$  la visibilité instrumentale et  $V_{source}$  la visibilité de la source.  $V_{atm} = 1$  car l'atmosphère du laboratoire est considérée comme non turbulente, et puisque la source est non résolue par notre interféromètre, on a aussi  $V_{source} = 1$ . Le paramètre que l'on étudie par la mesure d'interférogramme est donc  $V_{instr}$ .

Ici, la différence de marche optique est scannée de manière externe, donc  $\phi$  peut être exprimée de la manière suivante [35] :

$$\phi = \phi_0 + 2\pi\sigma(x - x_0 + n_{eff}\Delta L) + \Delta\beta L_1 \quad (4.3)$$

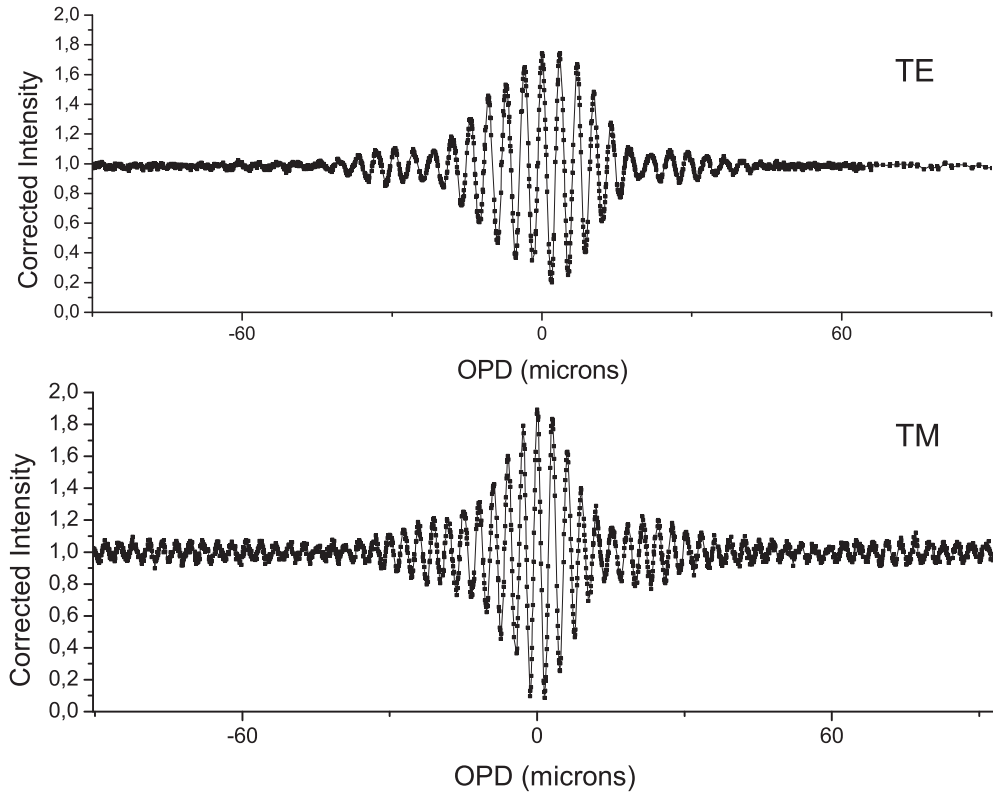
avec  $L_1$  la longueur du bras 1,  $\Delta L$  la différence de longueur entre les bras,  $\Delta\beta$  la différence de constante de propagation entre les bras,  $x$  la distance couverte par le miroir sur la plateforme motorisée,  $x_0$  la différence de marche initiale entre les bras,  $n_{eff}$  l'indice de réfraction effectif du guide et  $\sigma$  le nombre d'onde ( $\sigma = \lambda^{-1}$ ).

La longueur différentielle des bras  $\Delta L$  et la différence de constante de propagation entre les bras  $\Delta\beta$  sont responsables, en large bande, de la dégradation du contraste et de l'asymétrie des franges d'interférences. La fonction normalisée pour l'étude du contraste des frange est :

$$I_{corr} = 1 + V_{instr} = \frac{I - I_1 - I_2}{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}} \quad (4.4)$$

En large bande, la dispersion est théoriquement liée à la différence de constante de propagation entre les bras en fonction de la longueur d'onde. Si les deux bras présentent la même dispersion, c'est

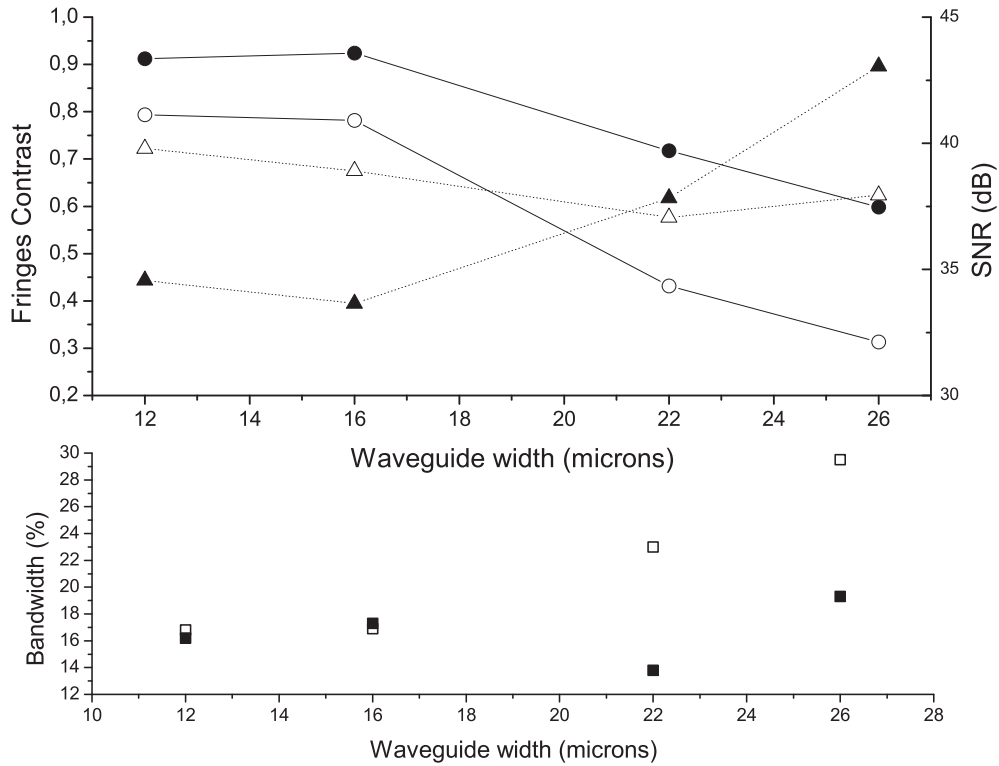
à dire que  $\beta_1(\lambda) = \beta_2(\lambda)$ , et ont la même longueur physique, c'est à dire  $\Delta L = 0$ , il n'y aura pas d'effet différentiel et la jonction ne sera pas dispersive. C'est ce que l'on observe expérimentalement sur la **Figure 4.2**.



**FIGURE 4.2** – Interférogrammes large bande TE & TM obtenus avec des jonctions passives de largeur 12  $\mu\text{m}$  (largeur du ruban de titane déposé pour la diffusion). Le contraste en TE (79%) est plus bas que celui obtenu en TM (91%) parce que le guide est plus monomode en TM qu'en TE : le mode 1 est rayonné plus rapidement.

La **Figure 4.2** nous montre une très légère asymétrie des franges, ce qui nous permet de conclure que la dispersion différentielle entre les bras n'est pas significative. Le contraste dans le composant est alors seulement limité par la performance du filtrage modal, la qualité du recouvrement destructif entre les ondes et la lumière parasite dans le substrat, qui nous empêche d'obtenir un noir profond.

La **Figure 4.3** montre que le meilleur contraste (91.2%) est atteint en TM avec un guide de largeur 12  $\mu\text{m}$  et une largeur de bande de 16.2%. On remarque que lorsque la largeur des guides augmente, le contraste diminue et la largeur de bande spectrale augmente, car les guides sont de plus en plus multimodes. Cette étude nous a permis de choisir la largeur de guide de 14  $\mu\text{m}$  comme candidat pour réaliser une jonction Y active en déposant des électrodes de part et d'autre de l'un de ses bras.



**FIGURE 4.3** – Contraste des franges et RSB en fonction de la largeur des guides (largeur du ruban de titane déposé pour diffusion). Les cercles & lignes pleines correspondent au contraste, et les triangles & lignes pointillées correspondent au RSB. En bas : largeur de bande spectrale transmise en fonction de la largeur des guides. Dans les deux graphiques, TE : symboles creux, TM : symboles pleins.

#### 4.1.2 Jonctions Y actives

Une fois les jonctions Y passives caractérisées, nous avons déposé des électrodes par lithographie sur l'une d'elle afin de tester la modulation interne tout en vérifiant que le dépôt métallique, très proche du guide (quelques  $\mu\text{m}$ ), n'altérerait pas ses propriétés de guidage.

##### Description des jonctions

Les jonctions actives "première génération" sont identiques à celles décrites plus haut, avec des électrodes déposées de part et d'autre de l'un des bras. Une couche de silice est déposée comme couche d'accroche entre le substrat et le métal des électrodes. On peut donc faire varier la phase relative entre les bras sans faire intervenir de ligne à retard externe. La **Figure 4.4** présente la géométrie de la jonction. On a choisi une largeur de guide de 14  $\mu\text{m}$ .

Il s'agit d'un premier jet, donc la distance entre les électrodes n'a pas été réduite au maximum afin d'optimiser l'efficacité électro-optique, et un seul bras est actif. Par la suite, on procèdera à ces optimisations pour réduire la tension de commande  $V_\pi$ .

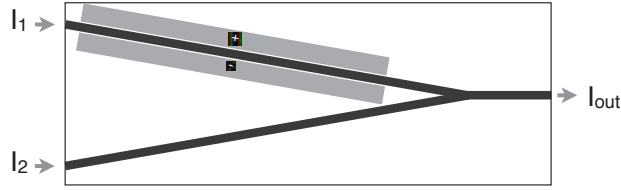


FIGURE 4.4 – Schéma d'une jonction Y active "première génération".

### Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est le même que celui utilisé pour les jonctions passives décrites dans la section précédente. La seule différence est que nous avons aussi utilisé un laser Hélium Néon CW @  $3.39 \mu\text{m}$  pour les mesures de contraste monochromatiques. Au laser comme en large bande, la lumière est focalisée sur un trou source de diamètre  $20 \mu\text{m}$ .

### Résultats en passif

J'ai d'abord utilisé la platine motorisée et son miroir mobile pour scanner les franges de la jonction sur laquelle ont été déposées les électrodes. Cette mesure a été effectuée en lumière monochromatique. Les franges d'interférence obtenues dans ces conditions sont présentées en **Figure 4.5**.

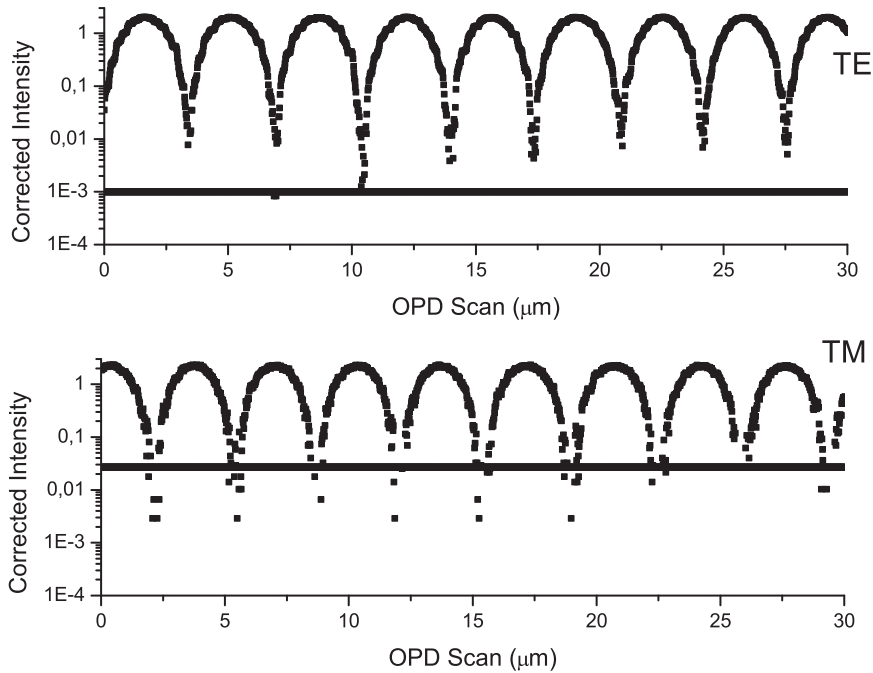
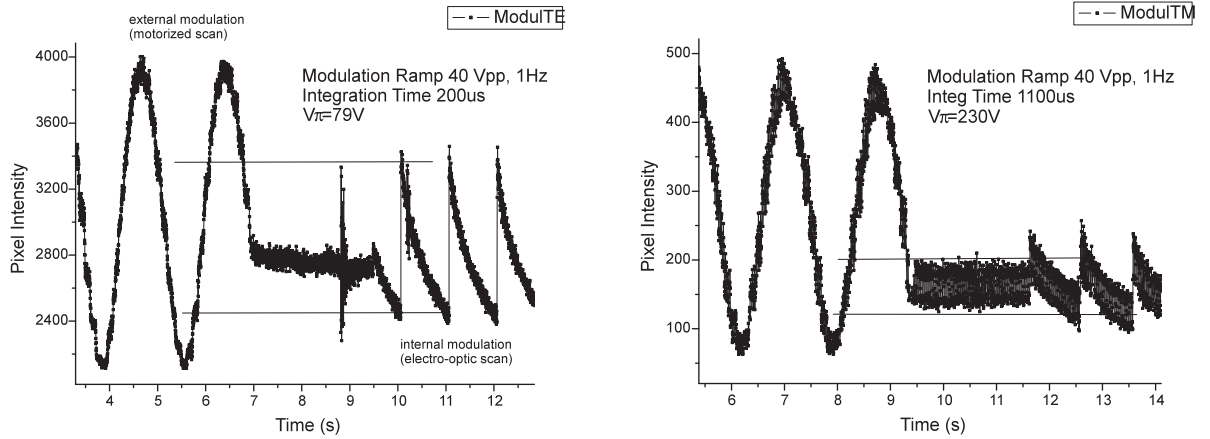


FIGURE 4.5 – Franges d'interférence obtenues par modulation externe (miroir mobile) en lumière monochromatique pour les polarisations TE et TM. En haut : la ligne à  $10^{-3}$  correspond au niveau du bruit. En bas : la ligne à 0.027 correspond au niveau du bruit, qui est plus élevé qu'en polarisation TE.

Le meilleur taux de réjection obtenu est autour de 2000 (33 dB) en polarisation TE. Les franges en TM étant au niveau du bruit, voire même en dessous, il n'est pas pertinent de mesurer leur contraste. Les deux polarisations sont guidées et recombinaées mais le mode TM présente des pertes plus importantes, surtout dans les courbures. En effet la biréfringence obtenue par diffusion de titane est environ trois fois plus faible pour l'indice ordinaire (correspondant au mode TM dans un cristal X-Cut) que pour l'indice ordinaire. Nous avons alors envisagé d'autres approches pour modifier localement l'indice du substrat de Niobate de Lithium, notamment la photoinscription [76].

### Modulation interne par effet électro-optique

J'ai enfin testé la modification de différence de marche optique interne (ou onChip) par l'application d'un champ électrique suivant l'axe extraordinaire du cristal (axe Z). Cette configuration, décrite dans la **Section 2.3.2**, permet de moduler les polarisations TE et TM en utilisant respectivement les coefficients électro-optiques  $r_{33}$  et  $r_{13}$ . La **Figure 4.6** montre les résultats de modulation onChip en polarisations TE et TM.



**FIGURE 4.6** – Modulation externe & onChip pour la polarisation TE (gauche) et TM (droite) en lumière monochromatique. La modulation est opérée grâce à un amplificateur qui délivre 40 Vpp à 1 Hz.

La mesure de la tension  $V_\pi$  est réalisée par comparaison avec la modulation externe. Dans notre cas, comme les électrodes ont une longueur de 2.6 cm,  $V_\pi \cdot L_{\text{electrode}} = 230V \cdot 2.6 \text{ cm}$  en TM et  $V_\pi \cdot L_{\text{electrode}} = 79V \cdot 2.6 \text{ cm}$  en TE. On a donc :

$$V_{\pi TE} \approx 205V \cdot \text{cm} \quad \text{et} \quad V_{\pi TM} \approx 598V \cdot \text{cm} \quad (4.5)$$

Ces résultats ne sont pas compétitifs comparés à d'autres travaux similaires [70, 77], mais ils sont en accord avec la théorie car  $V_{\pi TM} = 2.91V_{\pi TE}$ , comme attendu dans un modulateur en Niobate de Lithium dans cette configuration. En effet  $r_{33} \approx 3 \cdot r_{13}$ . Le travail d'optimisation de la tension de commande va consister maintenant en la réduction de la couche d'accroche de silice ainsi que la distance entre les électrodes. C'est la toute première fois que les deux polarisations TE et TM sont guidées et modulées dans un même composant.

En **large bande**, nous avons également obtenu une modulation onChip des franges et montré qu'il était possible de scanner l'extremum de la frange centrale en TE et TM, mais la mauvaise efficacité électro-optique du dispositif ne nous a pas permis de scanner le paquet central complet jusqu'à la première longueur de cohérence. En effet notre  $V_\pi$  est encore trop élevé.

#### 4.1.3 Conclusion

Nous avons obtenu, pour la première fois, une modulation des polarisations TE et TM dans une jonction Y active en Niobate de Lithium en bande L. Le bon taux de réjection (33 dB en monochromatique) et la large bande passante (de l'ordre de 16%) confirment le potentiel du Niobate de Lithium pour des applications d'interférométrie stellaire.

## 4.2 Optimisation du contraste : exploitation de l'effet électro-optique

Comment obtenir le meilleur de nos composants ? Comment se placer dans les conditions optimales en terme de contraste des franges ? Nous avons vu dans la **Section 1.5.6** qu'il était indispensable d'équilibrer la photométrie des entrées et de piloter finement la différence de marche optique. Le double Mach-Zehnder (cf **Section 2.4.3**) doit permettre de se placer dans de telles conditions en offrant la possibilité de piloter onChip la photométrie et la différence de marche optique, mais comment effectuer la mesure ? La photométrie mesurée en sortie du composant est-elle révélatrice de celle au niveau de la jonction ? Je présente ici la méthode que nous avons utilisée pour "tirer le meilleur de nos composants", à savoir obtenir le meilleur contraste possible avec un dispositif ne sacrifiant pas à la compacité du système, qui reste un de ses atouts majeurs.

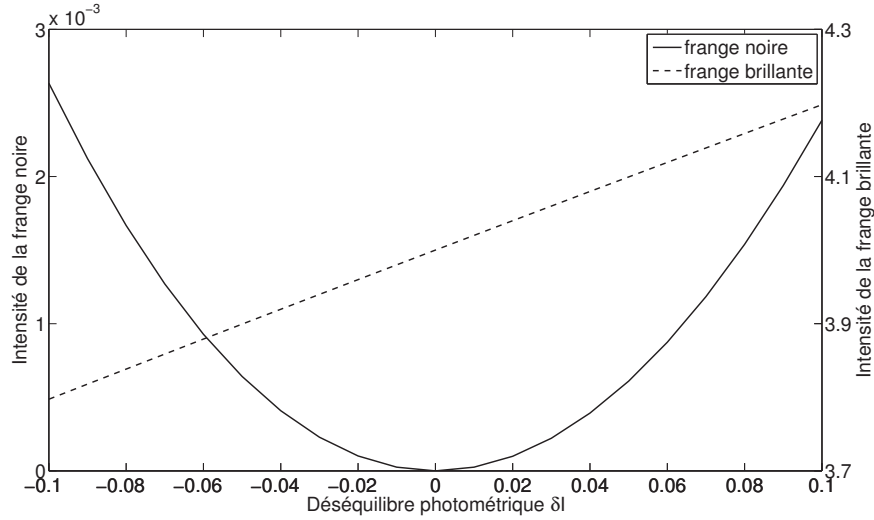
### 4.2.1 Méthode de mesure de nulling

Au cours de mes expérimentations, j'ai remarqué que la photométrie en sortie des composants n'était pas révélatrice de celle au niveau de la jonction. En effet, on pouvait obtenir un meilleur contraste avec des photométries en sortie déséquilibrées (donc en réalité équilibrées au niveau de la jonction mais déséquilibrées à la sortie, à cause des photons non interférométriques piégés dans le substrat). C'est cette constatation qui nous a menés à établir un procédé de mesure qui devait nous permettre d'équilibrer les photométries et donc maximiser le contraste des franges.

#### Pourquoi travailler en frange noire ?

En se basant sur l'**Équation 1.13**, on peut exprimer la valeur de l'intensité de la frange noire et de la frange brillante en fonction du déséquilibre photométrique (cf **Figure 4.7**).

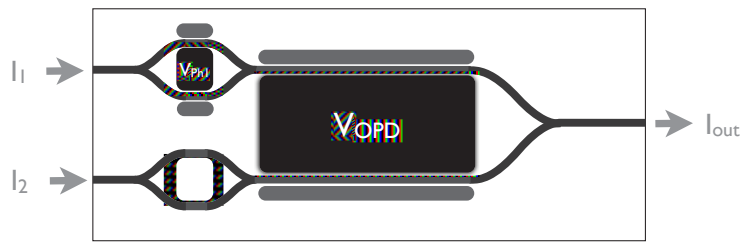
La **Figure 4.7** nous montre que l'équilibre photométrique ne peut être ajusté en frange brillante car la courbe ne présente pas de point d'inflexion. En revanche, la frange noire présente un minimum lorsque les photométries sont équilibrées, ce qui représente un moyen pour nous d'atteindre le haut contraste. En effet, ne pouvant pas nous baser sur les mesures photométriques en sortie de composant, la minimisation de la frange noire semble être une méthode satisfaisante pour l'équilibrage des flux [78].



**FIGURE 4.7** – Intensité du maximum de la frange brillante et du minimum de la frange noire en fonction du déséquilibre photométrique

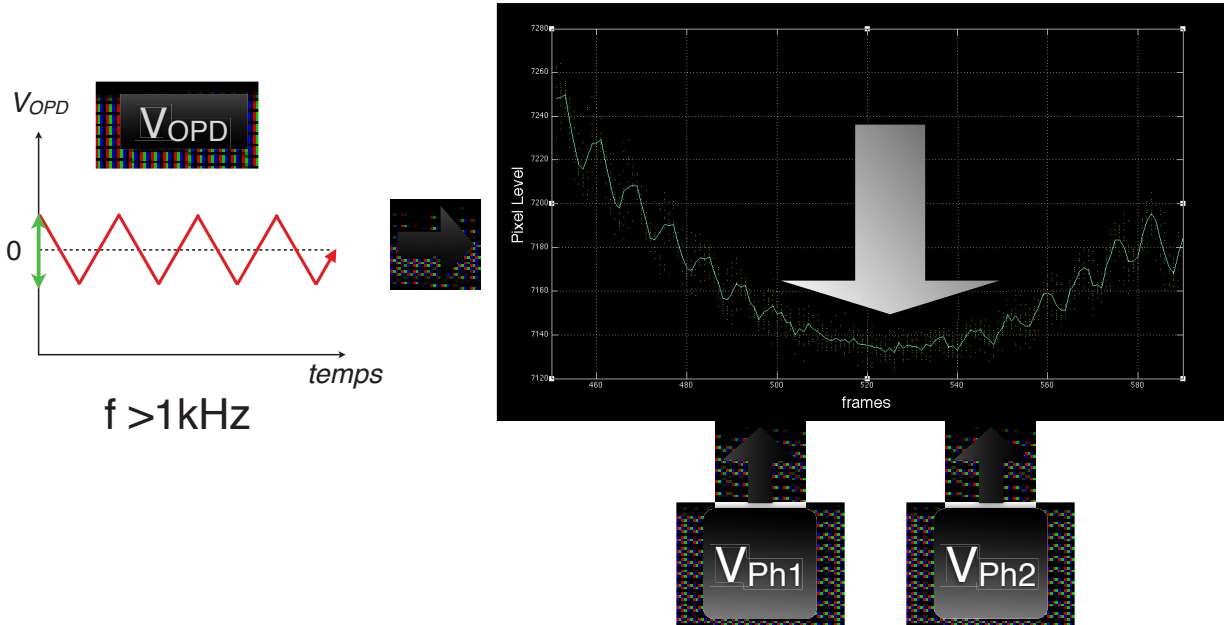
### Boucle de mesure

Comme l'effet Pockels permet un pilotage rapide ( $> \text{MHz}$ ), on peut scanner la frange noire à haute fréquence (10 kHz dans notre montage). On obtient alors une mesure en temps réel du fond de la frange noire. Il est maintenant possible d'ajuster l'équilibre photométrique en pilotant électriquement les Mach-Zehnders en entrée du double Mach-Zehnder, qui ne sont autres que des modulateurs d'intensité. En "balayant" l'équilibre photométrique, on passe par le minimum de la frange noire et donc par l'équilibre optimal des flux au niveau de la jonction.



**FIGURE 4.8** – Schéma fonctionnel du double Mach-Zehnder (cf **Figure 2.13**). Les électrodes claires sont reliées à la sortie – (masse) du générateur. Les signaux  $V_{Ph1}$  et  $V_{Ph2}$  permettent d'ajuster la photométrie des bras 1 et 2, tandis que  $V_{OPD}$  permet de balayer la phase relative entre les bras.

On rappelle que le double Mach-Zehnder, illustré sur la **Figure 4.8**, permet d'ajuster onChip et à haute fréquence la photométrie de chacun des bras et l'OPD. La boucle de mesure consiste donc, comme l'illustre la **Figure 4.9**, à balayer la frange noire en aller-retour à haute fréquence ( $> \text{kHz}$ ) puis à ajuster les photométries afin de trouver le minimum de la frange noire, et donc l'équilibre photométrique.



**FIGURE 4.9** – Schéma de principe de la méthode de mesure pour obtenir le meilleur contraste possible. A gauche : un signal de modulation rapide est envoyé sur  $V_{OPD}$  afin de visualiser la frange noire en temps réel. A droite : Mesure de frange noir moyennée ; en jouant sur les photométries ( $V_{Ph1}$  et  $V_{Ph2}$ ), on se place à l'équilibre des flux/minimum de la frange noire.

Cette méthode de mesure suppose que la phase relative entre les entrées du recombineur  $\phi_{12}$  soit stable. En effet, si  $\phi_{12}$  varie, la frange noire "s'échappera". Sur une table d'optique dans un laboratoire, la mesure est encore possible, bien que nous ayons observé des variations de  $\phi_{12}$  de l'ordre de  $\frac{\pi}{2}$  dues à des vibrations (climatisation de la salle par exemple) mais aussi des dérives plus lentes peut être dues à la thermique. Mais dans l'optique d'utiliser cette méthode sur le terrain, comme dans une expérience de type ballon par exemple, la frange noire doit être stabilisée. C'est pourquoi j'ai mis en place un système de locking capable de compenser les dérives de  $\phi_{12}$  et donc de suivre la frange noire.

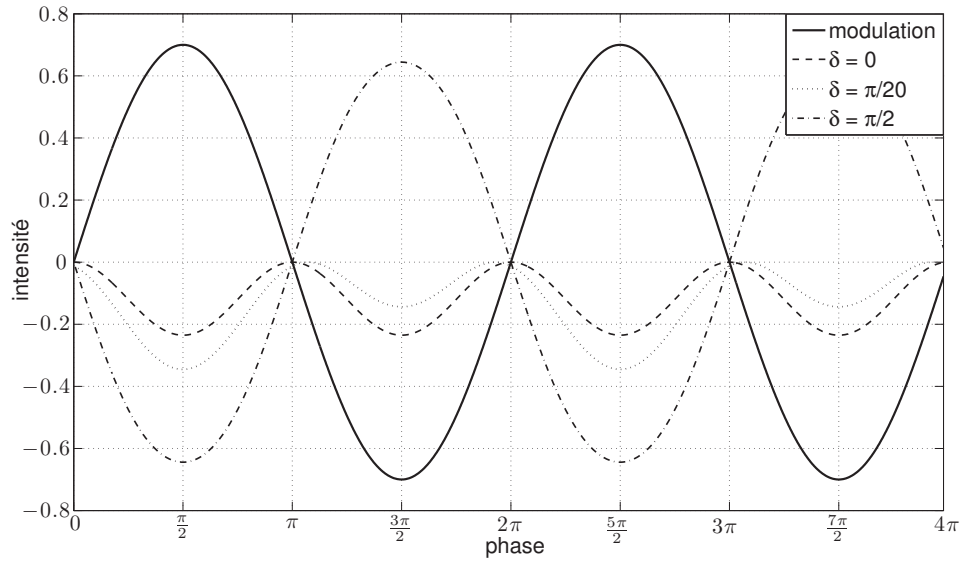
#### 4.2.2 Senseur & suiveur de frange

Comme indiqué dans la section précédente, la méthode que nous avons choisie pour répondre au cahier des charges en matière de contraste nous impose de stabiliser la frange noire en compensant en temps réel les fluctuations de la phase entre les entrées  $\phi_{12}$  à  $2 \cdot 10^{-2} rad$  près. Comme la fréquence caractéristique des perturbations atmosphériques est de l'ordre du kHz, nous ne chercherons pas à réaliser une boucle capable de plus de vélocité que nécessaire. 1 kHz est donc le cahier des charges, en terme de fréquence, de la boucle d'asservissement.



### Principe de l'asservissement

Lorsqu'on module le fond d'une fonction cosinus, de manière centrée, avec un signal périodique de type cosinus de fréquence  $f_{mod}$ , on obtient en sortie la fréquence double  $2f_{mod}$ . En effet le fond de la fonction cosinus peut être localement approximée par une parabole de type  $f(x) = x^2$ , et  $\cos^2(x) = \frac{1+\cos(2x)}{2}$ . Dès lors qu'on se décentre, la fréquence de modulation  $f_{mod}$  apparaît en sortie.

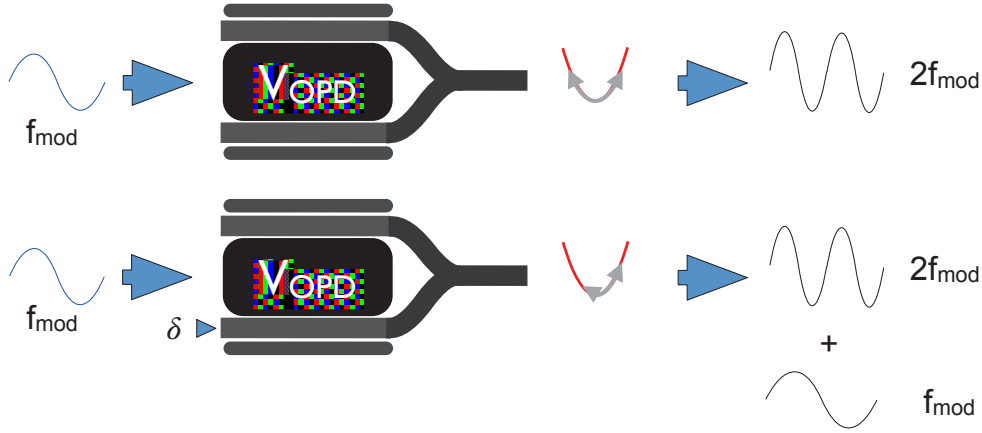


**FIGURE 4.10** – Réponse théorique du balayage d'une frange d'interférence avec une modulation d'amplitude  $\frac{\pi}{4}$ . En trait plein : le signal de modulation. En pointillés : la réponse de l'interféromètre pour différentes valeurs de  $\delta$ . La modulation est centrée sur le fond de la frange (ou son sommet) quand  $\delta = 0$ . On remarque que le décentrage introduit la fréquence de modulation  $f_{mod}$  dans la réponse, alors qu'un centrage parfait ne produit que du  $2f_{mod}$ .

Par conséquent, lorsqu'on balaye une frange avec une petite modulation à la fréquence  $f_{mod}$  de manière centrée sur le minimum (ou le maximum) de la frange, cela produit un signal à la fréquence  $2f_{mod}$  en sortie. L'amplitude de la modulation  $A_{mod}$  ne doit pas être trop grande, généralement  $A_{mod} < \frac{\pi}{4}$ . On note  $\delta$  l'écart en phase par rapport au fond (ou au sommet) de la frange. Si le balayage est décentré par rapport au minimum (ou au maximum) de la frange, et donc  $\delta \neq 0$ , on voit apparaître la fréquence  $f_{mod}$  en sortie. Plus  $\delta$  est grand, plus la fréquence  $f_{mod}$  sera présente, au détriment de la fréquence  $2f_{mod}$  qui témoigne d'un centrage parfait sur le fond ou le maximum de la frange, comme le montre la **Figure 4.10**.

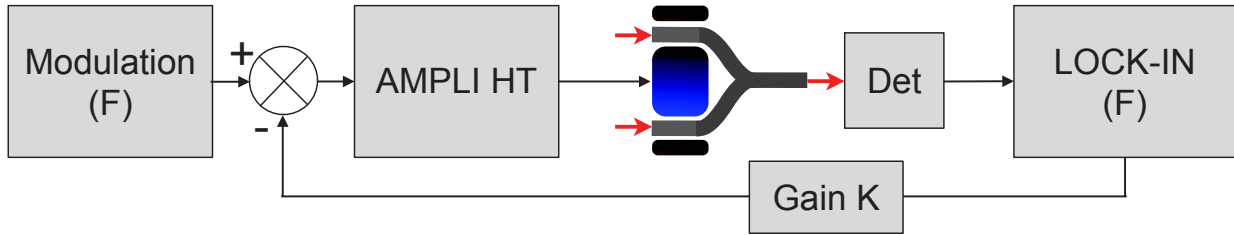
La **Figure 4.11** résume le principe de la fréquence double par modulation du minimum (ou maximum) d'une frange.

Le principe de l'asservissement réside donc dans la génération d'un signal d'erreur (fréquence  $f_{mod}$ ) lorsqu'on quitte le fond (ou le sommet) de la frange. Ce signal d'erreur est extrait grâce à une détection synchrone qui génère un signal continu proportionnel à l'amplitude du signal à  $f_{mod}$ , qui est ensuite inversé et sommé à la modulation. Ainsi, dès qu'une erreur de phase entre les entrées  $\phi_{12}$  apparaît, elle génère un signal de correction qui ramène le système à son point de fonctionnement



**FIGURE 4.11** – Illustration du principe de la génération de fréquence double par modulation du minimum (ou maximum) d'une frange (en haut). Dès lors qu'on décentre la modulation du centre de la frange (en bas), ce qui arrive lorsqu'on introduit une erreur de phase  $\delta$  entre les entrées de l'interféromètre, la fréquence de modulation apparaît : c'est notre signal d'erreur.

( $\delta = 0$ ). Le schéma bloc de la boucle d'asservissement est présenté dans la **Figure 4.12**.



**FIGURE 4.12** – Schéma bloc de la boucle d'asservissement du suiveur de frange. DET : détecteur ; LOCK-IN : détection synchrone.

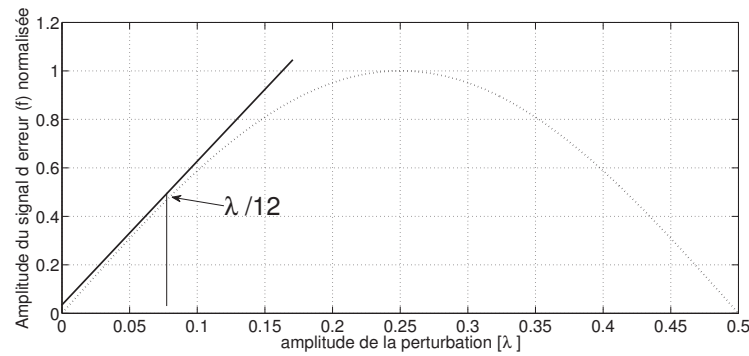
Ce système possède une limitation en terme d'amplitude de perturbation. La **Figure 4.13** représente le signal d'erreur en fonction de l'amplitude de perturbation. La zone linéaire va jusqu'à environ  $\frac{\lambda}{12}$ , soit environ 280nm à 3.39  $\mu\text{m}$ . Au delà, la courbe s'aplatit et le système devient moins réactif. Pour une perturbation de  $\frac{\lambda}{4}$ , la courbe de réponse présente un point d'inflexion et le système ne fonctionne plus car il aura alors l'effet inverse à celui souhaité. Cependant, une fois le système verrouillé, la perturbation ne doit pas atteindre une telle valeur. La condition pour que le système "accroche" la frange est donc donnée par :

$$L_{\text{perturbation}} < \frac{\lambda}{4} \quad (4.6)$$

avec  $L_{\text{perturbation}}$  l'amplitude de la perturbation en différence de marche optique.

Cette méthode permet des corrections rapides de l'OPD, de l'ordre de  $\frac{f_{\text{mod}}}{10}$ , mais ne possède pas un gain infini à basse fréquence. En d'autres termes, les erreurs basses fréquences ne seront pas totalement corrigées. Il existe d'autres méthodes d'asservissement telles qu'un PID<sup>1</sup>, mais les

1. Proportionnel, Intégrateur et Dérivé



**FIGURE 4.13** – Amplitude du signal d'erreur (f) en fonction de l'amplitude de la perturbation. La zone linéaire s'étend jusqu'à environ  $\frac{\lambda}{12}$

contraintes en temps et en matériel m'ont conduit à choisir de mettre en œuvre cette boucle certes plus basique, mais tout de même efficace. C'est la première fois, à ma connaissance, qu'un senseur & suiveur de frange en optique intégrée en bande L est réalisé avec un composant complet, capable en outre d'ajuster les photométries.

### Réalisation électronique de la boucle

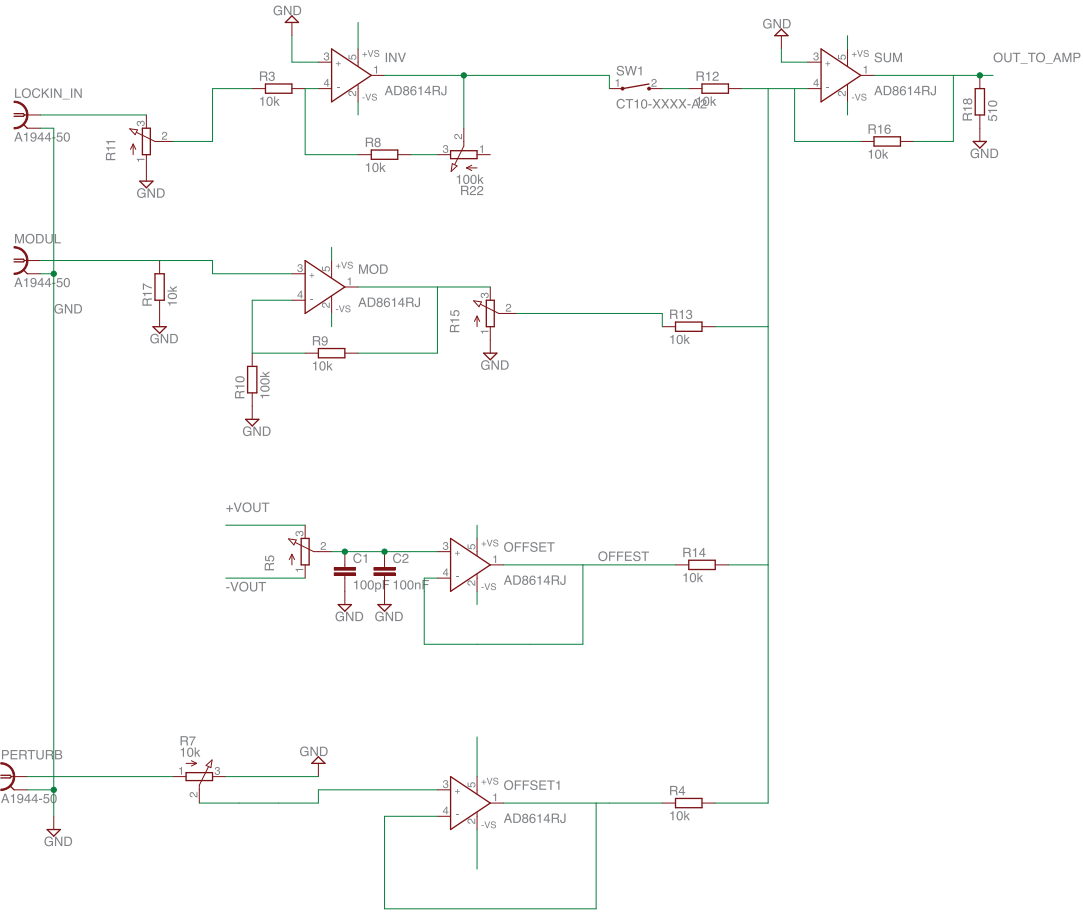
Comme je disposais d'une détection synchrone, il m'a suffi de réaliser la partie inverseur et sommateur. Le signal d'erreur a également besoin de subir un gain  $K$  qu'on appellera le gain de la boucle. Ce gain doit être ajustable afin de trouver un juste milieu entre une boucle trop peu efficace en terme d'amplitude de correction et une boucle instable qui a tendance à osciller. L'instrument comporte aussi une source de tension continue destinée à piloter un piezo sur lequel est fixé l'un des miroirs du banc (banc v.3). En effet, il est bien utile de pouvoir se placer "à la main" sur le fond de la frange noire avant de mettre en route le suiveur de frange. Un offset continu peut également être ajouté au signal de modulation. Cet offset remplit la même fonction que le piezo.

Enfin, j'ai ajouté une source de perturbation au sommateur destinée à recevoir un signal de perturbation qui vient s'ajouter à la modulation à  $f_{mod}$ . Comme il est impossible de perturber la phase à haute fréquence via le miroir, j'ai utilisé une perturbation électrique pour tester la capacité du système à la compenser.

Le schéma électrique partiel est présenté en **Figure 4.14**. On y distingue les montages classiques de sommateurs à base d'amplificateurs opérationnels, inverseurs court-circuitables (puisque je ne savais pas dans quel sens devait être réinjecté le signal d'erreur) et gain classique. Le système comporte donc trois entrées :

- LOCKIN\_IN, destinée à recevoir la sortie analogique de la détection synchrone, et donc le signal d'erreur.
- MODUL, réservée au signal de modulation servant à balayer la frange à la fréquence  $f_{mod}$ .
- PERTURB, pour le signal de perturbation qui peut venir, si on le souhaite, se substituer (ou même s'ajouter) à une perturbation de phase de type déplacement de miroir ou roue de phase.

Toutes les entrées subissent des gains et sont isolées en impédance par des AOP. L'unique sortie



**FIGURE 4.14** – Schéma électrique partiel de la boucle d'asservissement. N'y figurent pas la détection synchrone, les alimentations et la voie destinée au piezo. Le schéma complet est disponible en annexe.

attaque l'amplificateur HT qui attaque le composant. Pour assurer la modulation et la correction, Thibault Desbois (laboratoire LiPhy, Grenoble) a réalisé pour nous un amplificateur capable de délivrer  $\pm 45\text{ V}$  avec une bande passante d'1MHz. L'amplificateur dont nous disposons ( $\times 2$ , 40 Vpp) n'était pas suffisant. Cependant, afin d'ajuster les photométries et étudier la dispersion induite par l'effet Pockels, un second amplificateur est nécessaire. L'efficacité électro-optique des composants a été améliorée depuis les résultats préliminaires ( $V_\pi \cdot L_\pi = 18.2\text{ V} \cdot \text{cm}$ ), mais si l'on veut balayer l'intégralité du paquet central onChip, il nous faut un amplificateur HT capable de délivrer une plus grande tension. J'ai réalisé, avec l'aide de Chhayarith Heng-Uy (stagiaire IUT Mesures Physiques de Grenoble), un amplificateur HT deux voies à bas coût.



donc :

$$I_{C3} = I_{C4} = \frac{2V_{cc} - V_{BE}}{R_3} \quad (4.7)$$

— un étage push-pull qui délivre la haute tension.

L'AOP pilote le transistor  $Q_5$ , qui pilote  $Q_6$ . Avec 0 V en entrée, les courants de collecteur de  $Q_3$  et  $Q_6$  se compensent, avec  $R_4$  et  $R_5$  de même valeur. Les transistors de l'étage push-pull montés en résistance variable ont la même résistance et la sortie est à 0 V. Les diodes  $D_1$  et  $D_2$ , montées en antiparallèle, servent à augmenter la stabilité du système en limitant le courant de base de  $Q_5$ .

L'alimentation  $+/- V_{cc}$  (tension continue) est réalisée par une transformation simple du 220 V alternatif du secteur. Le bloc alimentation comporte trois étages :

- Un transformateur d'isolement 230 V vers 2x115 V en série.
- Un étage de redressage simple alternance à base de diodes HT (type 1N4007, capable de supporter 1000 V).
- Un étage de lissage à base de condensateurs HT 100nF et 100  $\mu$ F.

Cette alimentation à très bas coût (moins de 20€) fournit des tensions continues +194 V et -188 V. Elle n'est pas très propre car il s'agit d'une tension alternative redressée et lissée avec de simples condensateurs mais le circuit amplificateur, asservi sur l'entrée, compense de manière amplement satisfaisante. On prendra soin de placer des fusibles de 30mA en sortie. Le schéma électrique de l'alimentation est présenté en annexe. L'amplificateur complet a donc une gamme de sortie de pratiquement 400 V, centrée sur 0 V.

Les performances de l'amplificateur sont les suivantes :

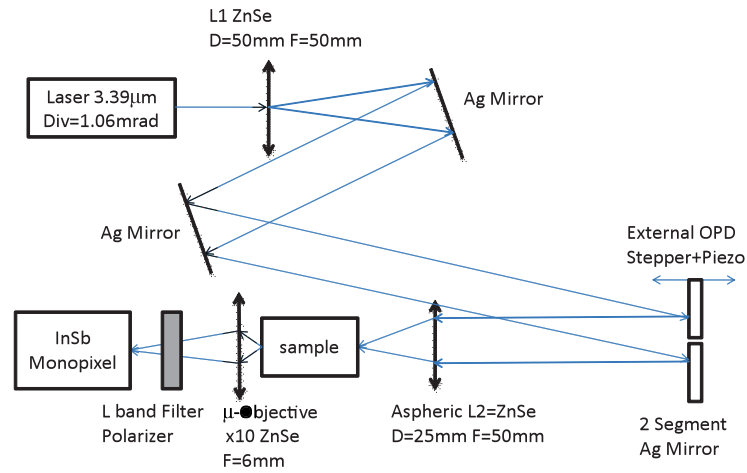
- $V_{out} = 372 V_{pp} Max$
- bande passante = 1.5 kHz
- RSB = 36 dB

On a donc réalisé un amplificateur HT de type driver de piezo pour moins de 40€. On le fabriquera en version deux voies, ne nécessitant qu'un seul bloc d'alimentation.

## Performances

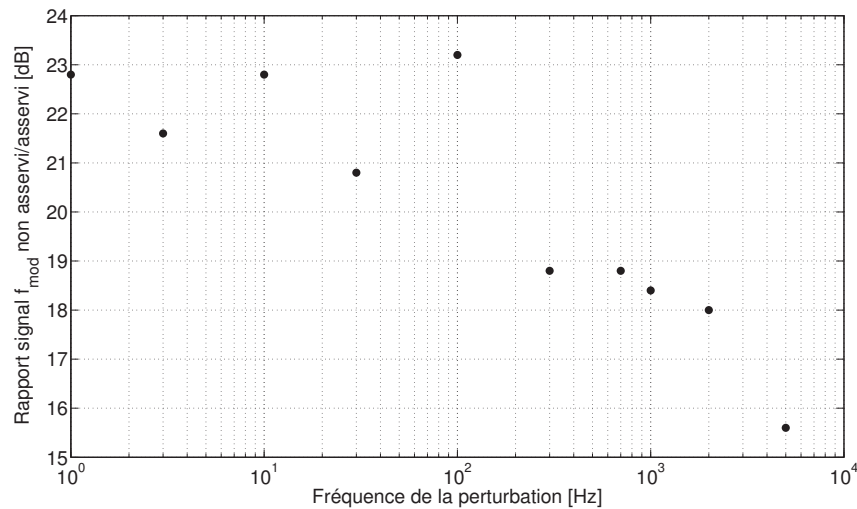
Pour étudier les performances du suiveur de frange, nous avons utilisé le banc V.3 dans sa version monochromatique @ 3.39  $\mu$ m. On utilise la plateforme motorisée sur laquelle est montée l'une des moitiés du miroir segmenté pour centrer l'interférogramme sur la frange noire. La caméra FLIR ne disposant pas de sortie analogique, on utilisera un détecteur monopixel InSb de taille 50x50  $\mu$ m refroidi grâce à un réservoir d'azote liquide. La **Figure 4.16** présente le montage expérimental utilisé pour les mesures de lockin. Une fois sur la frange noire, on module la frange autour du point de fonctionnement (fond de la frange) en appliquant une tension  $V_{OPD} = 1.5 V_{pp}$  à  $f_{mod} = 10 kHz$ . On applique ensuite une perturbation sinusoïdale sur l'actuateur piézo sur lequel est monté le miroir mobile d'amplitude 1 V, ce qui correspond à un déplacement d'environ 100nm à des fréquences variées afin d'étudier la réponse fréquentielle de l'asservissement.

Tout écart par rapport au point de fonctionnement implique l'apparition de la fréquence  $f_{mod}$  en sortie du composant. Pour mesurer les performances de la boucle, on compare l'amplitude de la composante à  $f_{mod}$  de la sortie entre le dispositif asservi et non asservi en présence de la perturbation.



**FIGURE 4.16** – Montage expérimental pour la mesure de lockin. La caméra est remplacée par un détecteur monopixel.

Le rapport de ces amplitudes en fonction de la fréquence de la perturbation est présenté en **Figure 4.17**.



**FIGURE 4.17** – Rapport de l'amplitude de la fréquence  $f_{mod}$ , révélatrice de l'écart par rapport au fond de la frange, du système non asservi/asservi en fonction de la fréquence de la perturbation appliquée sur l'actionneur piézo.

On observe qu'en dessous de 100 Hz, l'asservissement garantit une atténuation moyenne de la fréquence  $f_{mod}$  d'environ 22 dB, ce qui correspond à un écart maximum de 3nm par rapport au fond de la frange. A plus haute fréquence, le système est moins efficace mais permet tout de même de conserver la différence de marche optique à environ 8nm près jusqu'à 2 kHz. A 5 kHz, les performances tombent à environ 13nm.

Ces performances sont largement suffisantes pour des applications astronomiques. On a vu que,

dans l'optique de faire des temps de pause longs sur le null, la différence de marche optique devait être garantie à 10nm en bande L (taux de réjection de  $10^{-4}$ ). Les performances de la boucle permettent de satisfaire cette condition dans le cas de perturbations atmosphériques, dont la fréquence caractéristique est le kHz.

Les systèmes plus complexes, tels que l'optique adaptative ou autres sous-systèmes ne fonctionnent pas au delà de 2 kHz. Ici, c'est l'électronique qui limite la fréquence de fonctionnement. En effet l'actionneur (effet électro-optique) peut aller au GHz sans problème. Il est possible d'utiliser un PID pour améliorer les performances de la boucle. Cette boucle pourrait être utilisée pour la détection de compagnons par la technique d'OPD modulation en nulling, qui propose une petite modulation à la fréquence  $f$  de l'OPD. Les fuites stellaires produisent alors une réponse à  $2f$  alors qu'un potentiel compagnon hors axe (donc dans la partie quasiment linéaire de la carte de transmission de l'interféromètre) produit une réponse à  $f$  [79].

### 4.2.3 Mesure de contraste avec le double Mach-Zehnder

Les mesures de taux de réjection avec le double Mach-Zehnder ont été effectuées sans mettre en jeu le système d'asservissement. En effet, en conditions de laboratoire, la différence de marche optique est suffisamment stable pour pouvoir s'en passer. L'utilisation de l'asservissement impose d'utiliser un détecteur muni d'une sortie analogique. Dans notre cas, il s'agit d'un monopixel de dimensions 50x50  $\mu\text{m}$  refroidi par azote liquide, dont le signal est amplifié par un amplificateur analogique.

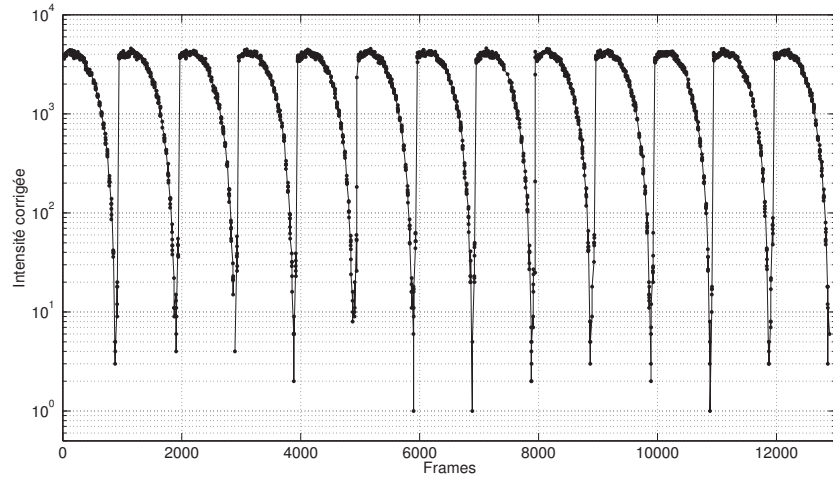
Je ne suis pas parvenu à obtenir un bon taux de réjection avec le monopixel car il est impossible de sélectionner précisément la zone d'intérêt (cœur du mode guidé). L'alignement se fait en aveugle, par translation du détecteur. Le monopixel ramasse de la lumière issue du substrat ce qui détériore le contraste. En conditions de laboratoire, on peut donc se passer du suiveur de frange, mais on utilise les Mach-Zehnders onChip pour ajuster les photométries au mieux. Pour l'instant, il n'y a pas de boucle automatique pour trouver l'équilibre photométrique, on le trouve par ajustement manuel.

### En monochromatique @ 3.39 $\mu\text{m}$

Le balayage de la frange noire se fait onChip à la fréquence de 1 Hz. On ne peut guère aller plus vite car la caméra commence à perdre des images à partir de 200 Hz. Si l'on souhaite ne pas sous-échantillonner la frange noire, on se doit de moduler à basse fréquence. On notera que ce problème n'existe pas avec un détecteur analogique suffisamment rapide. Avec une tension de modulation de 230 Vpp, on balaye presque une frange entière, ce qui donne accès au maximum et au minimum de la frange, permettant ainsi une mesure du taux de réjection  $\rho$ . La mesure en polarisation TE est présentée en **Figure 4.18**.

La polarisation TM étant mal guidée avec cette fournée de guides (cf **Section 3.4.2**), je n'ai pas pris les mesures par manque de flux. Le meilleur taux de réjection obtenu est d'environ 4600, soit 36.6 dB, ce qui est très proche des spécifications requises pour des applications astronomiques. L'amélioration du contraste par rapport aux résultats préliminaires est sans doute due à la capacité du composant à ajuster les photométries tout en observant le fond de la frange, ce qui était impossible avec les jonctions Y simples.

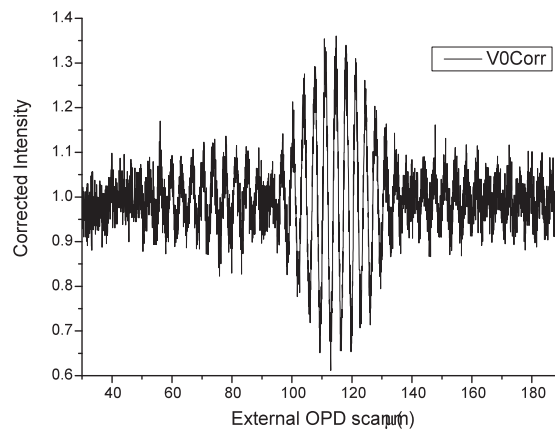




**FIGURE 4.18** – Franges d'interférence obtenues en monochromatique @  $3.39 \mu\text{m}$  avec un double Mach-Zehnder en polarisation TE. Le meilleur  $\rho$  obtenu est de 36.6 dB.

### En large bande

Les mesures en large bande sont décevantes. La **Figure 4.19** montre un paquet obtenu par modulation externe d'OPD très peu contrasté (38%). Ce résultat est attribué au mauvais confinement des guides dû à un  $\Delta n$  sans doute plus petit que prévu. Il en résulte des photons non interférométriques perdus dans les courbures qui se propagent dans le substrat et finissent par se retrouver en sortie de guide. Cet aspect va nécessiter un développement technologique, voire un changement de technologie vers l'échange protonique qui produit un  $\Delta n$  typiquement quatre fois plus important que la diffusion de titane.



**FIGURE 4.19** – Interférogramme large bande (filtre L 3.2-3.7  $\mu\text{m}$ ) obtenu avec le double Mach-Zehnder par modulation externe d'OPD. Le contraste atteint est de 38%.

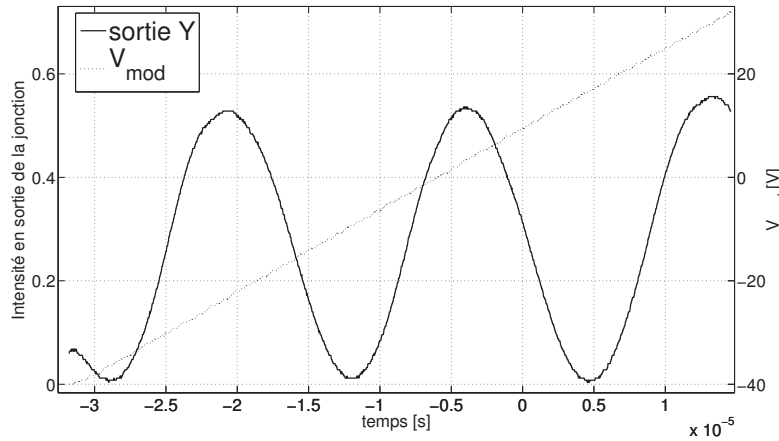
#### 4.2.4 Conclusion

Le double Mach-Zehnder prouve son efficacité en monochromatique grâce à ses fonctionnalités onChip de contrôle d'OPD et de photométrie. C'est la première fois qu'un interféromètre réunit ces capacités de pilotage en un seul composant en optique intégrée. En large bande, les performances ne sont pas optimales, sans doute à cause de fuites importantes dans les courbures. Les guides issus de la même fournée que le double Mach-Zehnder semblent moins bien confiner le champ électrique, mais nous ne savons pas encore pourquoi. Peut-être est-ce le changement du four de diffusion, ou une étape lithographique qui aurait mal fonctionné. Le fait est que tout se passe comme si le  $\Delta n$  obtenu était plus faible que lors des premières fournées, ce qui occasionne des pertes plus importantes dans les virages, et modifie de façon radicale les propriétés modales des guides.

### 4.3 Caractérisation de l'effet électro-optique

Dans cette partie on s'intéresse principalement à la dispersion chromatique induite par l'effet Pockels. Cette mesure est très importante pour la viabilité d'un composant dont l'atout principal est l'absence de nécessité de *setup* externe pour ajuster la différence de marche optique et les photométries.

#### 4.3.1 Mise à jour de l'efficacité électro-optique des composants



**FIGURE 4.20** – Mesure de l'efficacité électro-optique d'une jonction Y en polarisation TE et en lumière monochromatique @ 3.39  $\mu\text{m}$ . On balaye les franges d'interférence en appliquant une rampe de tension sur  $V_{mod}$ .

Depuis les composants caractérisés en début de thèse et présentés dans les résultats préliminaires, nous avons optimisé l'efficacité électro-optique du système en dessinant les masques lithographiques de telle sorte que les électrodes se trouvent à 1  $\mu\text{m}$  des bords des guides, eux-même larges de 12  $\mu\text{m}$ . La configuration push-pull nous fait aussi gagner un facteur 2. La valeur du  $V_{\pi} \cdot L_{\pi}$  est donc à réactualiser. Comme la distance géométrique électrode-guide est commune à tous les composants,

ainsi que la largeur des guides, la nouvelle mesure de l'efficacité électro-optique vaut pour tous les types de composants réalisés. La **Figure 4.20** présente la sortie d'une jonction Y (Y5) injectée en 2T monochromatique @ 3.39  $\mu\text{m}$ , et en polarisation TE en fonction de la tension  $V_{mod}$  appliquée.

On mesure la tension utile pour balayer une demi-frange  $V_{\pi} = 13$  V. La longueur des électrodes sur le Y5 étant de 14 mm, on a :

$$V_{\pi TE} \cdot L_{\pi TE} = 13 \cdot 1.4 = 18.2 \text{ V} \cdot \text{cm} \quad (4.8)$$

L'efficacité électro-optique a été améliorée d'un facteur 11 par rapport aux premiers composants qui présentaient un  $v_{\pi TE} \cdot L_{\pi TE}$  de 205  $\text{V} \cdot \text{cm}$ .

### 4.3.2 Caractérisation de la dispersion induite par l'effet Pockels

La dispersion chromatique induite par effet électro-optique peut s'avérer problématique dans un composant dont l'atout principal est son fonctionnement onChip. La mesure de cette dispersion n'est pas triviale en l'absence de source accordable en bande L. C'est pourquoi j'ai mis au point un composant doté d'une efficacité électro-optique suffisante et un amplificateur HT suffisamment puissant, qui m'ont permis de balayer un paquet de franges complet afin d'en extraire la dispersion. Des études ont tenté de mesurer les coefficients électro-optiques du Niobate de Lithium [80], mais pas dans la bande L.

#### Principe de la mesure

Pour avoir accès à la dispersion induite par l'effet Pockels, on acquiert un paquet de franges, en large bande, en balayant la différence de marche optique de manière externe avec la platine motorisée sur laquelle est monté l'un des miroirs (**Section 3.1.5**). On acquiert ensuite le même paquet de franges mais en balayant onChip avec une rampe de tension appliquée sur  $V_{mod}$ , et on le compare au paquet balayé en externe.

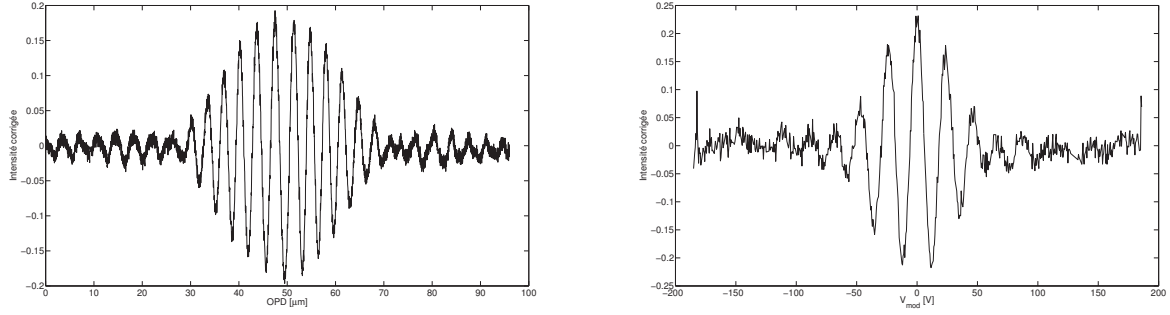
#### Résultat brut

La vitesse de balayage externe (platine motorisée) est de 2  $\mu\text{m/s}$  pour une fréquence d'échantillonnage caméra de 200 Hz, ce qui donne un peu plus de 300 points par frange. Pour la modulation interne, on utilise une fréquence de 250 mHz et une amplitude de 370 V, ce qui donne environ 40 points par frange.

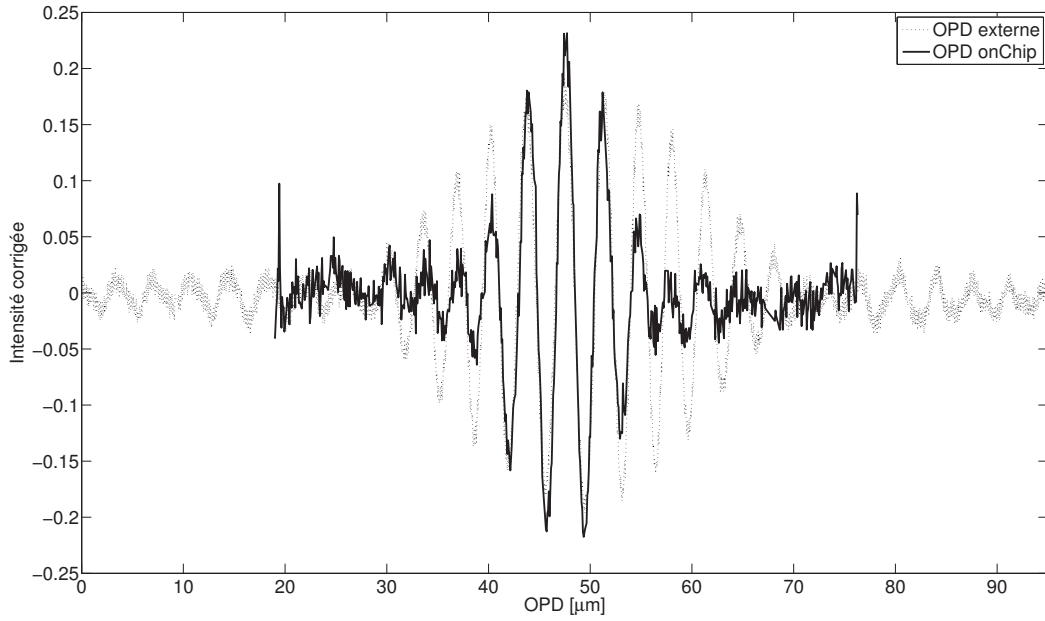
La **Figure 4.21** montre deux paquets de franges obtenus par balayage externe et interne avec une jonction Y (Y5). A part la méthode de balayage, les franges sont acquises dans les mêmes conditions expérimentales (même source, même éléments optiques dans le banc).

On remarque immédiatement que le paquet obtenu par balayage onChip contient moins de franges, comme si la longueur de cohérence de la source avait diminué. Pour mieux comparer les paquets, on traduit le voltage appliqué  $V_{mod}$  en différence de marche optique pour le paquet obtenu en interne. Le résultat est présenté en **Figure 4.22**.

En modulation externe, le paquet central compte environ douze franges alors qu'avec la modulation onChip, il n'en comporte que cinq environ. Cette diminution du nombre de franges peut être



**FIGURE 4.21** – Franges d’interférence obtenues en large bande avec un filtre bande L (3.2 - 3.7  $\mu\text{m}$ ). A gauche : le balayage est opéré par déplacement du miroir mobile externe. A droite : le balayage est opéré onChip par application d’une tension  $V_{mod}$ .



**FIGURE 4.22** – Superposition des interférogrammes présentés en **Figure 4.21**. La tension appliquée pour balayer la différence de marche optique onChip a été convertie en différence de marche optique réelle.

raisonnablement imputée au caractère dispersif de l’effet électro-optique étant donné que les deux expériences ont été réalisées dans les mêmes conditions. On sait que la dispersion a une influence sur le nombre de franges contenues dans le paquet central, tout comme la largeur spectrale de la source.

### Interprétation

On rappelle l’expression de l’interférogramme en monochromatique :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} V \cos(\phi) \quad (4.9)$$

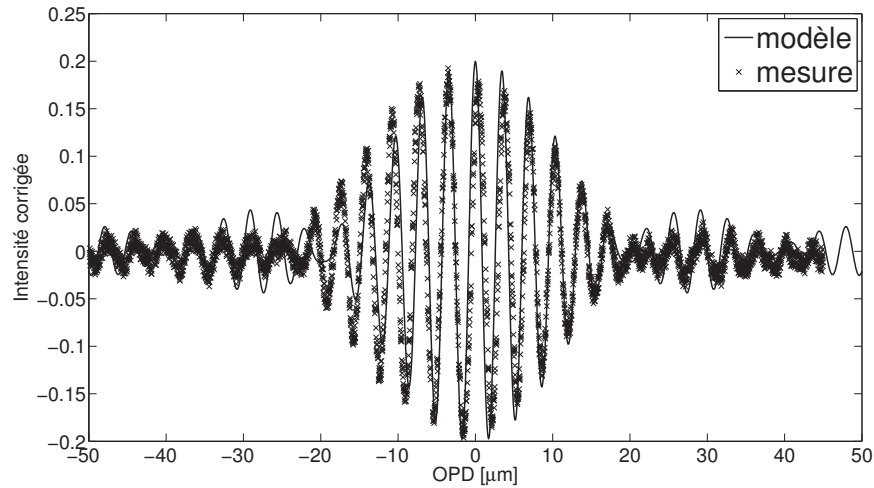
avec  $I_1$  et  $I_2$  les flux photométriques,  $V$  la visibilité  $\phi$  la différence de phase entre les entrées au niveau de la jonction.

La phase  $\phi$  dépend de la longueur d'onde  $\lambda$ , et l'interférogramme en polychromatique n'est autre que la somme des interféromgrammes en monochromatique. La phase comporte les termes suivants [35] :

$$\phi(x, V, \sigma) = \phi_0 + 2\pi\sigma \left( (x - x_0) + (n(\sigma)\Delta L) + (\Delta n(\sigma) \cdot L) + \Delta n_{EO}(\sigma, V) \cdot L_{elec} \right) \quad (4.10)$$

avec  $x$  la distance couverte par le miroir sur la plateforme motorisée,  $\Delta L$  la différence de longueur entre les bras,  $L$  la longueur du bras 1,  $L_{elec}$  la longueur des électrodes,  $\Delta n$  la différence d'indice effectif entre les bras,  $\Delta n_{EO}(\sigma, V)$  l'augmentation d'indice induite par effet Pockels et  $V$  la tension appliquée sur les électrodes.

Le paquet balayé en externe est modélisé assez facilement, en assumant que  $\Delta n(\sigma) = 0$  pour tout  $\sigma$  et que  $\Delta L = 0$ . Le paquet expérimental est bien symétrique et non étalé, ce qui dénote une dispersion faible (courbure de phase petite). De plus, le processus lithographique de fabrication des guides ne peut induire un  $\Delta L$  significatif. En l'absence de tension appliquée, on a aussi  $\Delta n_{EO}(\lambda, V = 0) = 0$ .



**FIGURE 4.23** – Paquets de franges obtenus par modulation externe, l'un mesuré et l'autre simulé. Les hypothèses de la dispersion nulle ( $\Delta L = 0$  et  $\Delta n(\sigma) = 0$ ) donnent un résultat satisfaisant.

La **Figure 4.23** nous montre qu'un modèle avec une dispersion nulle donne un résultat très satisfaisant. On obtient un paquet vraiment similaire à celui mesuré par modulation externe. Les paramètres du modèle sont les suivants :

$$\lambda = [3.2 - 3.7 \mu m] \text{ et } n_{eff} = 2.11 \quad (4.11)$$

La source est Gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 500nm centrée sur 3.45  $\mu\text{m}$ . Simulons maintenant le paquet de franges obtenu par balayage onChip, en conservant une dispersion nulle ( $\Delta L = 0$  et  $\Delta n(\sigma) = 0$ ). Cette hypothèse est toujours valable en balayage onChip car le composant est resté le même, et le paquet balayé onChip ne présente pas d'asymétrie marquée, signe d'une dispersion significative.

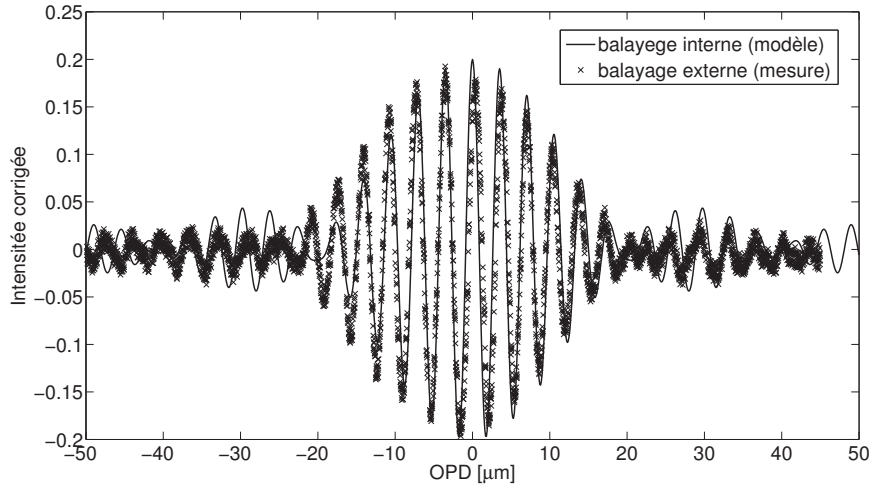
La phase s'écrit :

$$\phi(V, \sigma) = \phi_0 + 2\pi\sigma \left( \Delta n_{EO}(\sigma, V) \cdot L_{elec} \right) \quad (4.12)$$

Comme on travaille en polarisation TE, on peut détailler l'expression :

$$\phi(V, \sigma) = \phi_0 + 2\pi\sigma (-r_{33}(\sigma) \cdot n_e^3(\sigma) \cdot E_z \cdot L_{elec}) \quad (4.13)$$

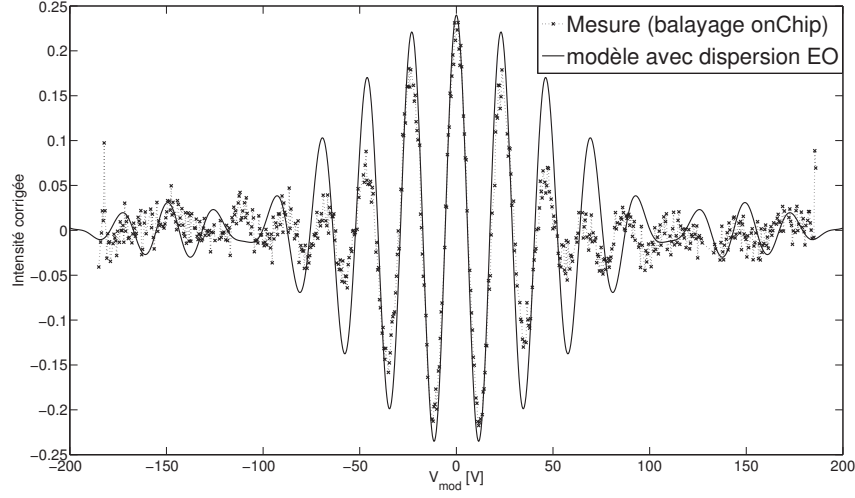
Avec  $E_z = \frac{V}{d_{elec}}$ , le champ électrique appliqué au niveau du guide,  $d_{elec}$  la distance entre les électrodes. Dans un premier temps, on considèrera  $r_{33}$  et  $n_e(\sigma)$  constants.



**FIGURE 4.24** – Paquet de franges obtenu par modulation interne simulé sans dispersion aucune (pointillés), et paquet obtenu par modulation externe mesuré (trait plein).

La **Figure 4.24** montre qu'un modèle sans dispersion et sans dépendance en longueur d'onde de l'effet électro-optique reproduit le paquet balayé en externe relativement bien. On ajuste l'efficacité électro-optique en introduisant un facteur d'efficacité du champ électrique de modulation (84% dans le modèle). Les électrodes en surface ne sont pas alignées verticalement avec le mode enterré sous la surface du substrat.

Ajoutons maintenant la dispersion du matériau et la dépendance en  $\lambda$  de  $r_{33}$ . La dispersion du matériau est définie d'après les équations de Sellmeier. On utilise la formule pour la polarisation TE. La justification de négliger la polarisation TM vient du rapport de flux bien en faveur de la polarisation TE (la jonction testée guide très mal la polarisation TM). On ne place donc pas de polariseur sur le banc afin d'optimiser le RSB (rapport signal sur bruit), puisque l'allure des franges est donnée par la polarisation TE.



**FIGURE 4.25** – Ajout de la contribution dispersive du coefficient électro-optique  $r_{33}(\sigma) \cdot n(\sigma)$  (trait plein) par rapport à la mesure avec le balayage onChip (marqueurs en croix)

$$n_e(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{2.9804 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.02047} + \frac{0.5981 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.0666} + \frac{8.9543 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 416.08}} \quad (4.14)$$

La dépendance en  $\sigma$  de  $r_{33}$  est introduite comme suit [80] :

$$r_{33}(\lambda) = 3 \cdot \sqrt{1 + n_o(\lambda) - n_e(\lambda)} \cdot \epsilon(\lambda) \quad (4.15)$$

avec  $\epsilon$  la permittivité du Niobate de Lithium, et :

$$n_o(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{2.6734 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.01764} + \frac{1.2290 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.05914} + \frac{12.614 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 474.6}} \quad (4.16)$$

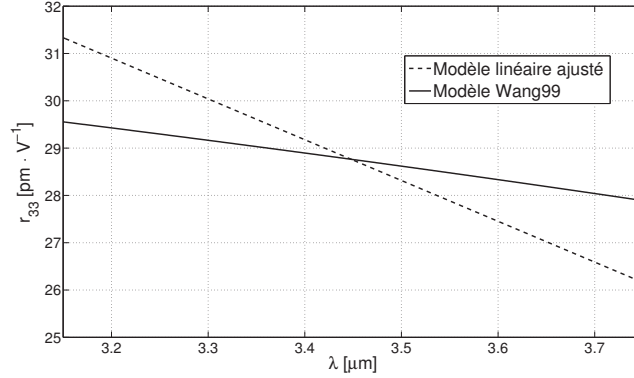
Le résultat de la modélisation en tenant compte de cette double contribution est présenté en **Figure 4.25**. Le modèle se rapproche de la mesure car on a maintenant 7 franges. Cependant, cela n'explique pas complètement la diminution à 5 du nombre de franges dans le paquet central.

Pour retrouver le paquet modulé en interne mesuré, j'ai défini  $r_{33}(\lambda)$  comme une fonction affine de  $\lambda$  :

$$\phi(V_{DC}, \lambda, x) = \phi_0 + \frac{2\pi}{\lambda} x + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{V_{DC}}{d_{elec}} \cdot L_{elec} \left( -n_e^3(\lambda) \cdot \overline{r_{33}(\lambda)} (1 + a_1(\lambda - \lambda_0)) \right) \quad (4.17)$$

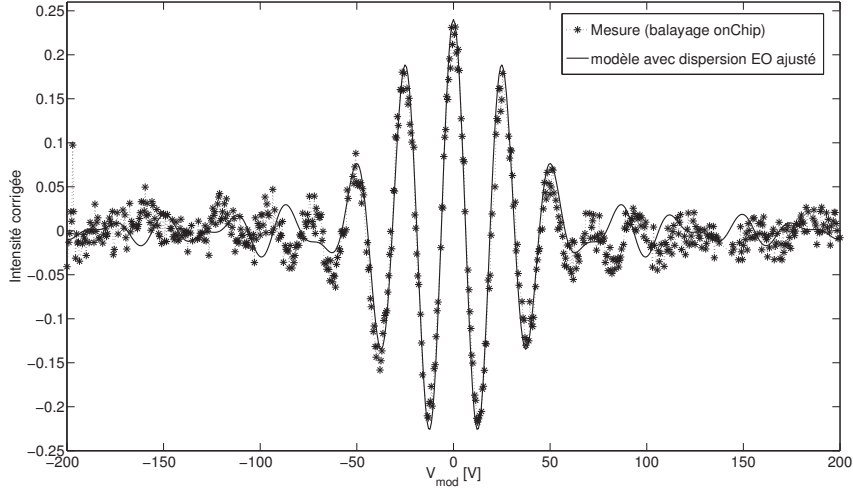
avec  $\overline{r_{33}(\lambda)}$  la valeur moyenne de  $r_{33}(\lambda)$  [80] sur la gamme spectrale d'intérêt. La **Figure 4.26** représente  $r_{33}(\lambda)$  en fonction de  $\lambda$  pour le modèle utilisant l'**Équation 4.15** correspondant à la **Figure 4.25** ainsi que le modèle ajusté. Pour faire simple, la modification que j'ai apportée consiste à une augmentation de la pente de  $r_{33}(\lambda)$  d'un facteur 3.07 (cf **Figure 4.26**).

Un tel modèle permet donc de retrouver les 5 franges mesurées *onChip*, comme le montre la **Figure 4.27**. Le résultat de cet ajustement est une diminution du nombre de franges, comme si la



**FIGURE 4.26** – Ajustement de la dépendance chromatique de l’effet électro-optique : l’augmentation de la pente de  $r_{33}(\lambda)$  d’un facteur 3.07 par rapport au modèle théorique [80] permet de retrouver les 5 franges mesurées en modulation onChip. On notera que la valeur moyenne de  $r_{33}$  présentée ici est donnée à titre informatif car on ne connaît pas précisément l’efficacité du champ électrique sur le mode guidé.

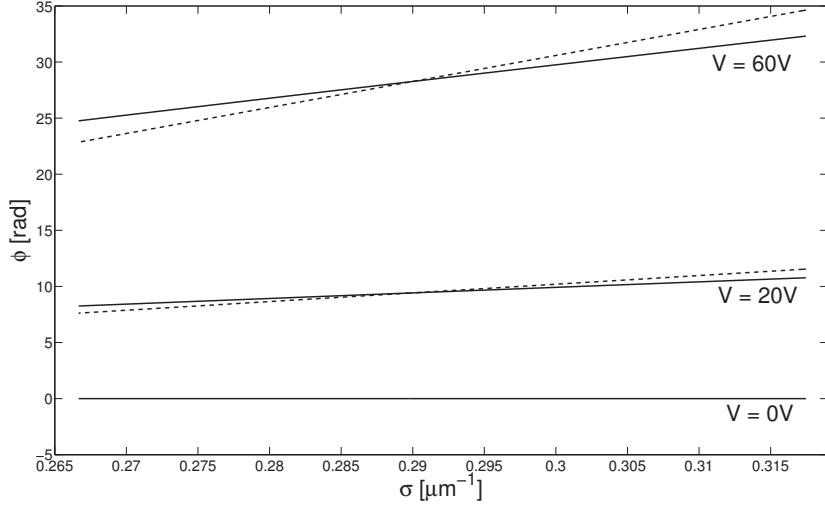
largeur spectrale de la source avait été augmentée. On observe sur la **Figure 4.28** que l’ajustement du modèle a pour effet d’augmenter la pente de la phase en fonction de  $\sigma$  de façon linéaire en tension appliquée  $V$ . Pour  $V = 0$  V, la phase est plate et toutes les composantes spectrales sont dans le même état de phase : le contraste est maximum. L’aspect chromatique de l’effet électro-optique se manifeste avec l’augmentation de la tension appliquée.



**FIGURE 4.27** – Paquet mesuré en balayage onChip et modèle linéaire  $r_{33}(\lambda)$  ajusté.

Mais cette expérience ne permet pas de conclure sur l’éventuelle courbure de phase induite par l’effet Pockels. En effet, la balayage *onChip* est opéré de manière centrée sur  $V = 0$  V. La réduction de l’étendue de l’enveloppe du paquet peut, comme proposé ci-dessus, être due à un chromatisme de la réponse électro-optique au premier ordre (c’est à dire n’entraînant pas de courbure de phase),





**FIGURE 4.28** – Phase en fonction de  $\sigma$ , pour différentes valeurs du voltage de modulation  $V$ , des interférogrammes simulés avec le modèle de Wang99 [80] (trait plein) et le modèle linéaire ajusté (pointillés) représentés respectivement en **Figure 4.25** et **Figure 4.27**. On remarque que l'ajustement du modèle accroît la pente de la phase, ce qui a pour effet de diminuer la largeur de l'enveloppe.

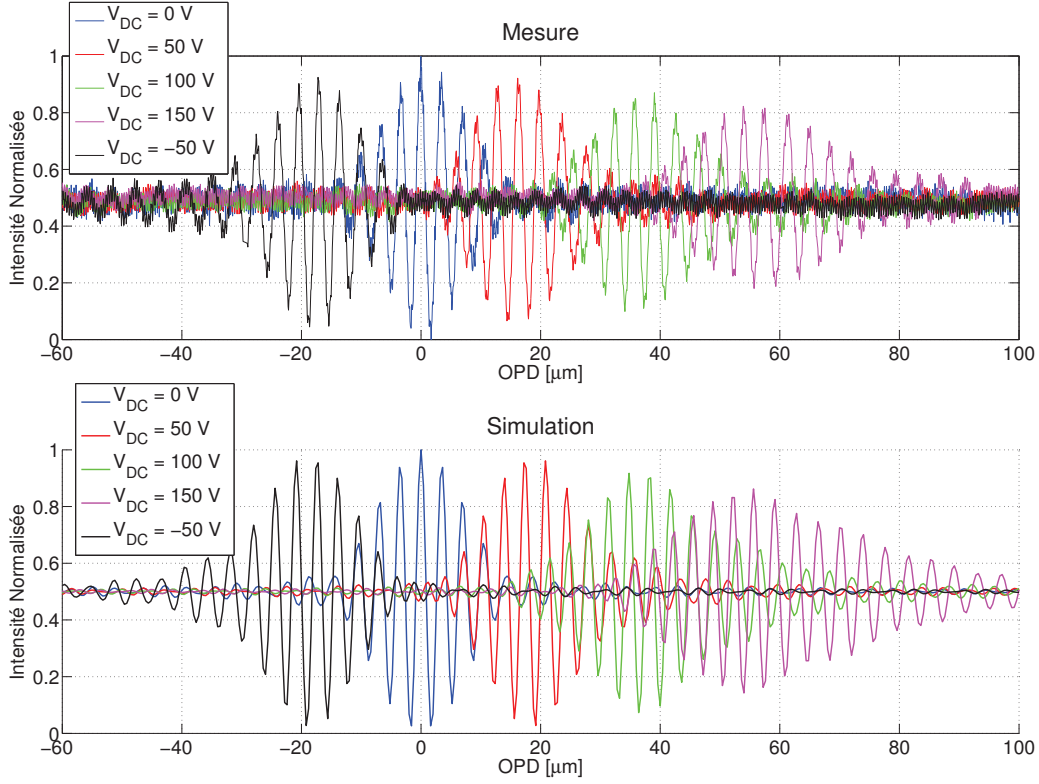
mais également à un effet du second ou du troisième ordre. Parce que le paquet est centré sur  $V = 0$  V, une éventuelle courbure de phase engendrée par l'effet Pockels n'induit pas de dissymétrie du paquet de franges (en effet l'effet de la courbure de phase serait alors symétrique autour de  $V = 0$  V, c'est à dire le centre du paquet). Pour observer une éventuelle courbure de phase et affiner le modèle  $r_{33}(\lambda)$ , on balaye l'OPD en externe à l'aide d'un miroir mobile pour plusieurs tensions  $V_{DC}$  continues appliquées aux bornes des électrodes du Y. On pourra ainsi observer la dispersion induite par l'effet Pockels pour plusieurs tensions appliquées.

On utilise la source large bande sans filtre L afin de bénéficier de la plus large bande spectrale possible et ainsi d'observer au mieux les effets de dispersion. On balaye l'OPD en externe pour différentes valeurs  $V_{DC}$  (tension continue). Le résultat, ainsi qu'une simulation, sont présentés en **Figure 4.29**.

Pour modéliser cette expérience, reprenons l'expression générale de la phase différentielle induite par effet Pockels et par le déplacement du miroir (**Équation 4.10**), et négligeons les termes différentiels  $\Delta n(\sigma)$  et  $\Delta L$  car le paquet d'onde acquis avec  $V_{DC} = 0$  V ne présente pas de dissymétrie significative. Cette approximation revient à considérer l'interféromètre comme symétrique par construction. On a donc :

$$\phi(V_{DC}, \lambda, x) = \phi_0 + \frac{2\pi}{\lambda}x + \frac{2\pi}{\lambda}(-r_{33}(\lambda) \cdot n_e^3(\lambda) \cdot \frac{1}{d_{elec}} \cdot L_{elec} \cdot V_{DC}) \quad (4.18)$$

On considère maintenant le terme  $r_{33}(\lambda)$  comme un polynôme en  $\lambda$ . On rappelle que dans l'expérience précédente, on a défini  $r_{33}(\lambda)$  comme une fonction affine de  $\lambda$ . On ajoute donc un second et



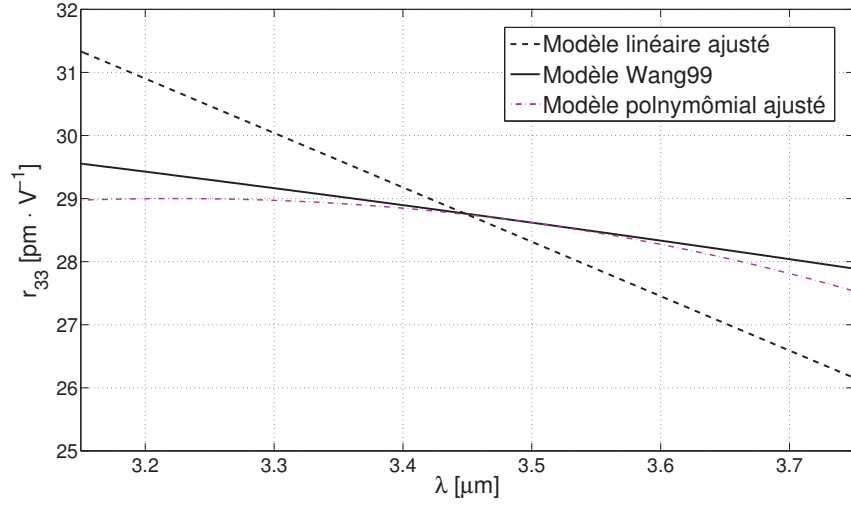
**FIGURE 4.29** – **En Haut** : Paquets de franges balayés en externe avec le miroir mobile pour plusieurs tensions continues  $V_{DC}$  appliquées aux bornes des électrodes du Y actif. **En bas** : Simulation avec introduction du modèle polynomial  $r_{33}(\lambda)$  d'ordre 3.

une troisième ordre en  $\lambda$ .

$$\phi(V_{DC}, \lambda, x) = \phi_0 + \frac{2\pi}{\lambda}x + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{V_{DC}}{d_{elec}} \cdot L_{elec} \cdot n_e^3(\lambda) \left( -\overline{r_{33}}(1 + a_1(\lambda - \lambda_0) + a_2(\lambda - \lambda_0)^2 + a_3(\lambda - \lambda_0)^3) \right) \quad (4.19)$$

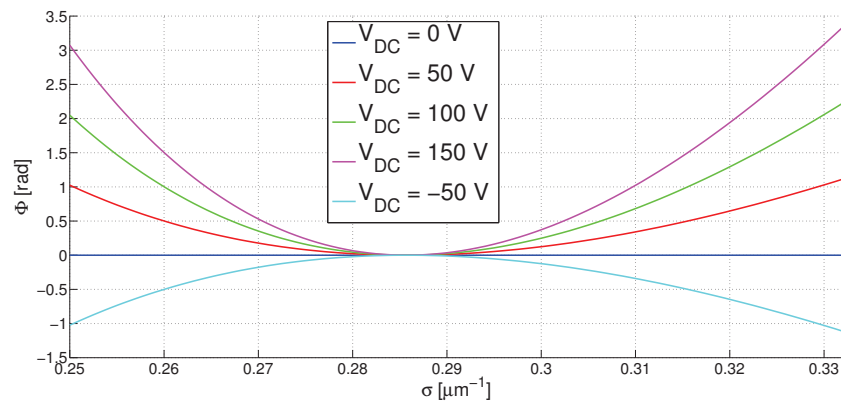
avec  $\overline{r_{33}}$  la valeur moyenne de  $r_{33}(\lambda)$  (modèle de Wang99) sur la gamme spectrale d'intérêt.

La première chose que l'on remarque, c'est que l'application d'une tension continue a pour effet de déplacer le paquet. Mais plus  $V_{DC}$  est grand, plus le paquet est également déformé. Pour la simulation, on utilise l'Équation 4.19. C'est le terme  $a_1$  qui conditionne le déplacement du paquet sur l'axe de l'OPD. Les termes  $a_2$  et  $a_3$  introduisent la distorsion de paquet. Pour la modélisation présentée dans la **Figure 4.29**, on introduit des valeurs de  $a_2$  et  $a_3$  non nulles et on arrive facilement à reproduire l'effet de la dispersion de l'effet Pockels. La tension appliquée agit comme un gain sur la dispersion Pockels, aussi, pour la limiter, il est souhaitable de travailler à de faibles tensions (les cristaux photoniques peuvent alors apparaître intéressants pour limiter la dispersion Pockels car ils permettent de diminuer significativement la tension de commande), et si possible autour de  $V = 0V$  où la dispersion n'affecte pas la symétrie ni le contraste du paquet. La **Figure 4.30** présente les différents modèles de dispersion de l'effet électro-optique envisagés. Pour expliquer la distorsion des paquets en fonction de  $V_{DC}$ , il est nécessaire d'introduire une dépendance quadratique et cubique



**FIGURE 4.30** – Modèles de dispersion électro-optique envisagé dans cette section. Le modèle polynômial correspond à l'Équation 4.19. L'expérience en tension  $V_{DC}$  continue permet de conclure la nature de la dépendance de l'effet électro-optique avec la longueur d'onde. Il engendre une courbure de phase de plus en plus visible avec l'augmentation de la tension appliquée. Là encore, la valeur moyenne du  $r_{33}(\lambda)$  est à ajusté par une calcul précis (ou une simulation) de l'efficacité du champ électrique externe sur le mode guidé.

de l'effet électro-optique avec  $\lambda$ , ce qui a pour effet de courber la phase, comme le montre la **Figure 4.31** qui montre la phase du paquet simulé en son centre (on a annulé l'OPD dans la simulation) pour différentes valeurs de  $V_{DC}$ . Le modèle polynômial est plus proche de l'estimation de Wang99 [80]. Nous avons précisé ce modèle en ajustant la courbure d'après nos mesures.

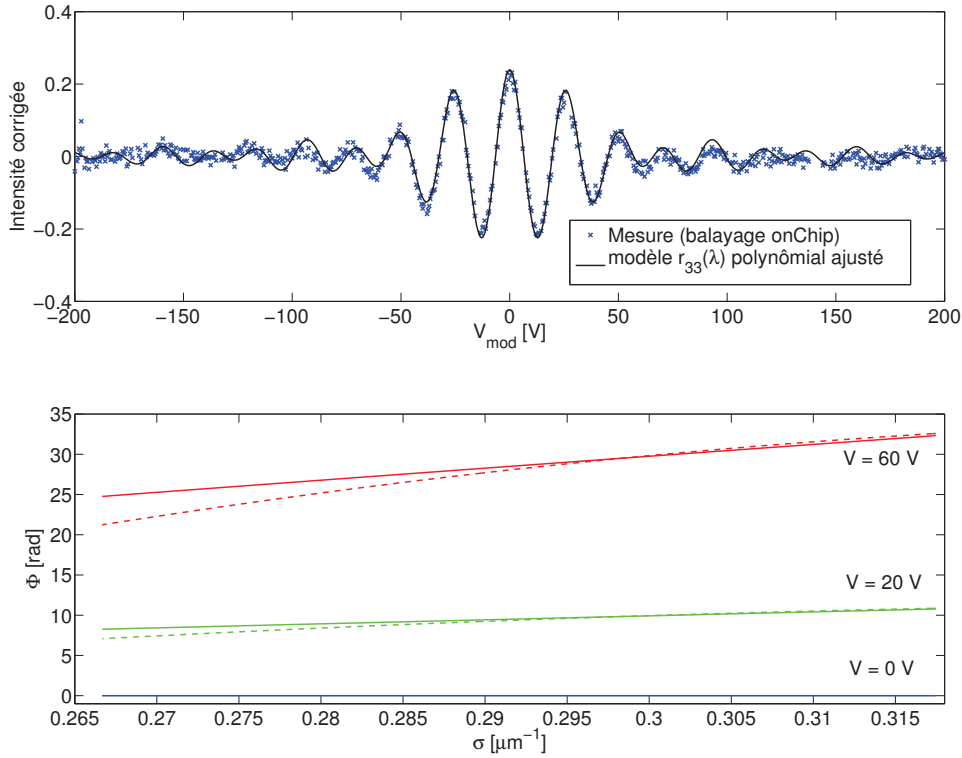


**FIGURE 4.31** – Effet de la tension  $V_{DC}$  sur la phase au centre du paquet de franges simulé. On observe bien une courbure accentuée par la tension  $V_{DC}$ .

Le résultat de cette simulation montre la nature polynômiale de la dépendance en  $\lambda$  de la réponse électro-optique linéaire en  $V$ , ou effet Pockels. Les valeurs utilisées dans le modèle décrit par l'Équation 4.19 sont données dans le **Tableau 4.1**.

$\overline{r_{33}}$	$28.746 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$
$a_1$	$-0.08 \text{ } \mu\text{m}^{-1}$
$a_2$	$-0.19 \text{ } \mu\text{m}^{-2}$
$a_3$	$-0.04 \text{ } \mu\text{m}^{-3}$
$L_{elec}$	$14 \text{ mm}$
$d_{elec}$	$14 \text{ } \mu\text{m}$

**TABLE 4.1** – Valeurs des coefficients de la dépendance en  $\lambda$  de la réponse électro-optique issues de la modélisation basée sur l'Équation 4.19. La coefficient  $a_1$  dépend de la longueur des électrodes, de leur distance relative et du recouvrement du champ électrique avec le mode guidé. Il est donc donné à titre informatif mais ne correspond pas à une grandeur physique intrinsèque à la réponse électro-optique.



**FIGURE 4.32** – Injection du modèle polynômial  $r_{33}(\lambda)$  dans la première expérience de cette section : paquet de franges scanné *onChip* centré sur  $V = 0 \text{ V}$ . **En haut** : Mesure des franges avec balayage *onChip* de l'OPD (le même qu'en **Figure 4.27**) et simulation avec le modèle polynômial ajusté. **En bas** : phases - modèle de Wang99 [80] (trait plein) et modèle polynômial ajusté (pointillés) - du paquet de franges simulé pour différentes valeurs du voltage appliqué.

Si l'on introduit le nouveau modèle polynômial  $r_{33}(\lambda)$  (avec les valeurs présentées dans le **Tableau 4.1**) dans la première expérience, c'est à dire un paquet de frange obtenu en balayant l'OPD *onChip* et de façon centrée sur  $V = 0 \text{ V}$ , on obtient un résultat satisfaisant présenté en **Figure**

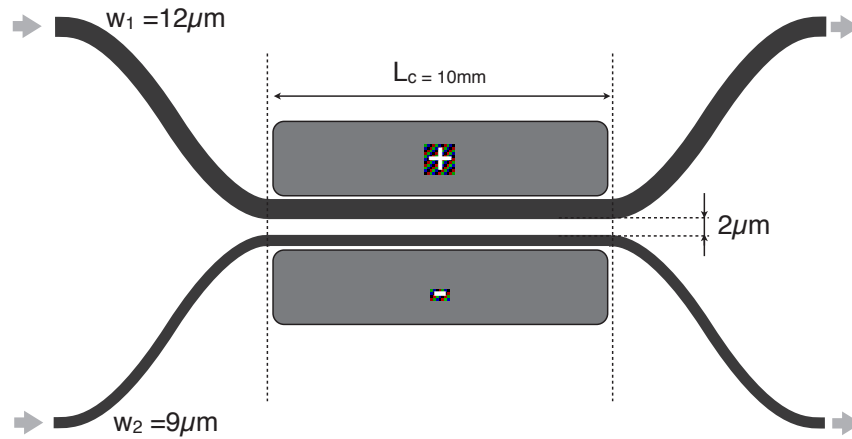
**4.32.** On y observe la courbure de phase qui s'accroît avec la tension  $V$ . Les "ailes" du paquet de franges sont mieux reproduites qu'avec le modèle linéaire.

### Conclusion

La dispersion de l'effet Pockels est maintenant plus claire et un modèle relativement simple permet d'expliquer la diminution significative du nombre de franges dans le paquet central. On montre que l'effet Pockels introduit de la courbure de phase et déforme d'autant plus le paquet de franges que la tension appliquée est forte. Cette propriété pourrait être utilisée pour compenser par calibration une éventuelle dispersion différentielle du composant induite par sa fabrication. Pour rendre compte de cette distorsion, on a dû utiliser un polynôme d'ordre 3 pour modéliser le coefficient électro-optique du Niobate de Lithium  $r_{33}(\lambda)$ . On a pu ainsi affiner le modèle  $r_{33}(\lambda)$  faisant référence [80] en précisant sa courbure dans la bande L d'après des mesures interférométriques.

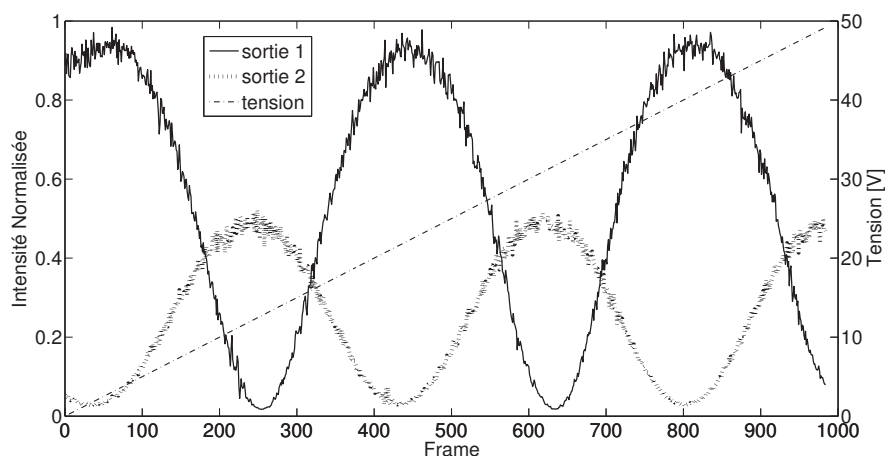
## 4.4 Coupleur directionnel actif : résultat préliminaire

Nous avons dessiné des coupleurs directionnels, symétriques et asymétriques dans le but de vérifier le bon couplage entre les guides diffusion de titane, d'expérimenter l'aspect ajustable du taux de couplage par effet électro-optique et aussi d'observer l'influence de l'asymétrie sur la dispersion [74]. Le composant que nous avons eu le temps de tester est un coupleur directionnel asymétrique schématisé en **Figure 4.33**.



**FIGURE 4.33** – Schéma du coupleur directionnel testé dans cette section. La longueur de couplage est longue (10 mm) afin d'avoir des électrodes suffisamment longues pour observer l'influence d'une tension appliquée à leurs bornes sur le taux de couplage.

La longueur des électrodes (10 mm) devrait nous permettre d'observer une variation du taux de couplage avec la tension appliquée. On rappelle que ces électrodes sont placées à 1  $\mu\text{m}$  du bord extérieur des guides. La caractérisation est effectuée en monochromatique @ 3.39  $\mu\text{m}$ , en injectant dans les deux entrées du coupleur. Avec la tension appliquée, on modifie la longueur optique de couplage et ainsi le taux de couplage (cf **Section 2.4.4**).



**FIGURE 4.34** – Variation du taux de couplage avec la tension appliquée sur les électrodes de contrôle.

La **Figure 4.34** présente la variation des intensités en sorties avec la tension appliquée sur les électrodes d'ajustement. On observe que le taux de couplage varie, comme attendu, mais que les amplitudes des variations ne sont pas identiques. Cela est sans doute dû à l'asymétrie des guides : le plus large a une meilleure transmission. Néanmoins, les sorties sont en opposition de phase comme attendu, et l'on parvient à équilibrer onChip le taux de couplage, ce qui est très prometteur pour des applications de type recombineurs 2TABCD et 3TAC.

## 4.5 Conclusion

L'étude des performances interférométriques des composants réalisés avec la technologie diffusion de titane peut être résumée en quelques points clés.

- Les premières jonctions Y caractérisées ont permis d'atteindre un taux de réjection d'environ 33 dB en lumière monochromatique. En large bande, la source résolue ne permet pas d'atteindre des hauts contrastes mais seulement d'appréhender la dispersion différentielle qui apparaît comme faible vu la bonne symétrie des franges obtenues. Des contrastes de l'ordre de 90% ont néanmoins été obtenus avec une largeur de bande d'environ 16%. Cette valeur est une limite inférieure : en augmentant la puissance de la source et en réduisant sa taille afin de la rendre ponctuelle, on pourrait améliorer le taux de réjection. *LeVerreFluore*, à Rennes, propose une source super-continuum dans l'infrarouge moyen.
- En interférométrie annulante, un bon taux de réjection rime avec contrôle de l'OPD (sans autre source d'erreur, 10 nm est le maximum tolérable @ 3.39  $\mu\text{m}$ ) et équilibre photométrique (là encore, sans autre source d'erreur, un déséquilibre photométrique de 4% est le maximum tolérable pour obtenir un taux de réjection de 40 dB). Nous avons exploité les capacités électro-optiques du niobate de lithium et mis en évidence expérimentalement la possibilité de moduler la phase *onChip* dans une jonction Y réalisée en diffusion de titane. La tension de commande  $V_\pi$  obtenue était alors de 205 V.cm en TE et 598 V.cm en TM. Dans un deuxième temps, nous avons optimisé cette tension de commande  $V_\pi$  en la réduisant d'un facteur 11 et incorporé sur un seul composant les fonctions de contrôle d'OPD et de photométrie. Il est désormais possible de piloter *onChip* et sans pièce mobile de photométrie et l'OPD, et ce, avec des tensions électriques raisonnables.
- Se placer à l'équilibre photométrique en observant la sortie du composant est une chose délicate car les transmissions des voies interférométriques ne sont pas nécessairement identiques, et la jonction Y n'est pas forcément équilibrée. Nous avons mis en place une méthode d'optimisation de l'équilibre photométrique par minimisation de la frange noire. Cette méthode est rendue réalisable grâce à l'effet Pockels qui permet un scan rapide des franges d'interférences (> 10 kHz dans notre cas). Dans ces conditions, le taux de réjection a été repoussé à 36.6 dB.
- L'effet Pockels n'a, à ma connaissance, jamais été utilisé pour scanner un paquet de franges complet. L'optimisation de la tension de commande  $V_\pi$  nous a permis de scanner *onChip* un OPD de plus de 100  $\mu\text{m}$  et de caractériser, en terme de dispersion chromatique, l'effet Pockels. Autour de  $V = 0V$ , le scan des franges *onChip*, bien que dispersif, n'introduit pas d'asymétrie du paquet de frange. En revanche, l'effet Pockels semble provoquer, par rapport à l'utilisation d'une ligne à retard classique, une accélération de la vitesse de groupe, affectant la longueur de cohérence apparente du paquet. Aux fortes tension, l'effet Pockels est dispersif et introduit de la courbure de phase. La quantification de sa dispersion nécessite une étude plus poussée mais on a pu observer la distorsion du paquet de franges avec une tension continue appliquée et modéliser  $r_{33}(\lambda)$  sur la bande L de manière préliminaire.
- Parce que l'effet Pockels offre des possibilités nouvelles pour l'interférométrie, nous avons fabriqué un senseur & suiveur de frange *onChip* capable de stabiliser l'OPD entre les voies

interférométriques à 3 nm pour une perturbation d'environ 100 nm à 100 Hz, sans pièce mobile. Les performances de ce senseur & suiveur peuvent être améliorées par une conception plus aboutie de la boucle d'asservissement, comme je le propose dans le chapitre suivant.

- Enfin, nous avons obtenu des résultats préliminaires relatifs à des coupleurs directionnels aux photométries ajustables *onchip*. Ces composants prometteurs pourraient être au cœur de recombineurs intégrés de type 3TAC ou 2TABCD futurs.

Pour améliorer le taux de réjection, il semble pertinent de prêter attention à l'injection. Le flux indésirable injecté dans le substrat peut être recouplé dans le guide et se retrouver en sortie. Le faible confinement du mode guidé entraîne aussi, au niveau de la jonction Y et des courbures, des fuites qui représentent une source de photons non interférométriques. Dans le chapitre suivant, je propose des idées pour s'affranchir de ces photons.



## Chapitre 5

# Discussion & Perspectives

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Améliorations envisageables . . . . .</b>	<b>146</b>
5.1.1	Cristaux Photoniques (PCs) . . . . .	146
5.1.2	Amélioration de la boucle de contrôle . . . . .	151
5.1.3	Le problème du flux dans le substrat . . . . .	153
<b>5.2</b>	<b>Quel avenir pour le nulling en bande L ? . . . . .</b>	<b>154</b>
5.2.1	Optique intégrée VS optique de volume . . . . .	154
5.2.2	La question de la polarisation . . . . .	154
5.2.3	Echange protonique . . . . .	155
<b>5.3</b>	<b>Autres applications . . . . .</b>	<b>155</b>
5.3.1	Spectrométrie en bande L . . . . .	155
5.3.2	Pionier en bande L ? . . . . .	162

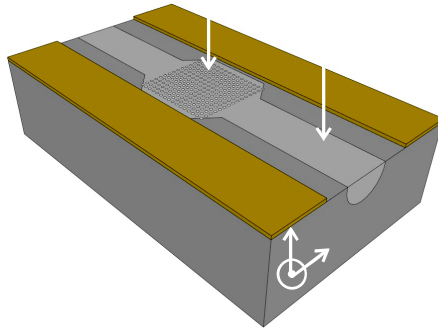
---

Dans ce chapitre, j'évoque les améliorations qui pourraient être apportées, ainsi que les perspectives d'utilisation pour l'interférométrie, annulante ou non, en bande L. Des instruments comme Pionier (Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment) n'existent pas dans la bande L uniquement à cause du retard technologique relatif à cette bande spectrale. Il est donc nécessaire d'effectuer un effort de recherche instrumentale pour que de tels instruments puissent voir le jour.

## 5.1 Améliorations envisageables

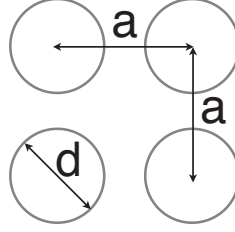
### 5.1.1 Cristaux Photoniques (PCs)

Nous avons vu dans la **Section 2.3.3** que les PCs permettaient de réduire la tension de commande d'un modulateur de phase en Niobate de Lithium. Le coût de cette optimisation est une détérioration de la transmission : l'exaltation de l'efficacité électro-optique a lieu dans la bande interdite du PC. Elle permettrait cependant de réduire la tension de commande  $V_\pi \cdot L_\pi$ , et ainsi de scanner onChip un grand nombre de franges. Les guides en diffusion de titane ayant des pertes importantes (entre 6 et 16  $dB \cdot cm^{-1}$  pour les derniers réalisés), ils pourraient également permettre d'améliorer la transmission totale du système. En effet, pour optimiser la transmission des composants, il faut réduire leur longueur et donc augmenter l'efficacité électro-optique car cette dernière est fonction linéaire de la longueur des électrodes. Les PCs semblent une voie prometteuse, même si pour l'instant leur efficacité en large bande et pour les deux polarisations n'a pas encore été démontrée en matière d'exaltation du coefficient électro-optique. Nous avons donc, en collaboration avec FEMTO-ST, réalisé des PCs dans des guides diffusion de titane (illustration **Figure 5.1**) afin de vérifier technologiquement la bonne interaction entre le mode guidé et la structure inscrite dans le guide. On notera qu'il s'agit d'un travail préliminaire.

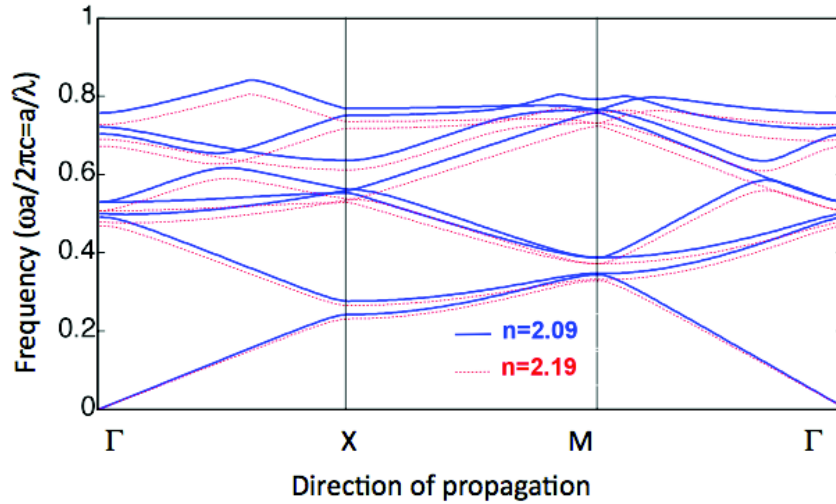


### Calculs PWE & 2D-FDTD pour le design de PCs dans le Niobate de Lithium

Nadège Courjal a réalisé pour nous une étude numérique visant à définir le design idéal de PCs pour exalter l'efficacité électro-optique dans nos guides diffusion de titane. La structure proposée est un réseau carré de 15x15 trous de diamètre  $d$  séparés de  $a$ , illustré en **Figure 5.2**.



**FIGURE 5.2** – Schéma de la maille du réseau carré de trous proposé par Nadège Courjal (FEMTO-ST, Besançon).



**FIGURE 5.3** – Diagramme de bande de la structure PCs proposée par Nadège Courjal (calculs effectués par la méthode PWE (Plane Wave Expansion) avec Bandsolve<sup>©</sup> en TE).

Le diagramme de bande simulé est présenté en **Figure 5.3**. Une faible vitesse de groupe correspond à une bande plate, c'est pourquoi nous avons choisi de travailler avec la quatrième bande, dans la direction de propagation  $\Gamma X$ . La fréquence normalisée  $\frac{a}{\lambda}$  doit donc être de 0.52, ce qui donne un paramètre de maille  $a$  de 1.77  $\mu m$  pour une exaltation électro-optique à  $\lambda = 3.39 \mu m$ . Dans cette configuration, on peut calculer la vitesse de groupe au sein du PC à partir de la pente du diagramme de bande. La simulation donne, dans la direction de propagation  $\Gamma X$  et en TE :

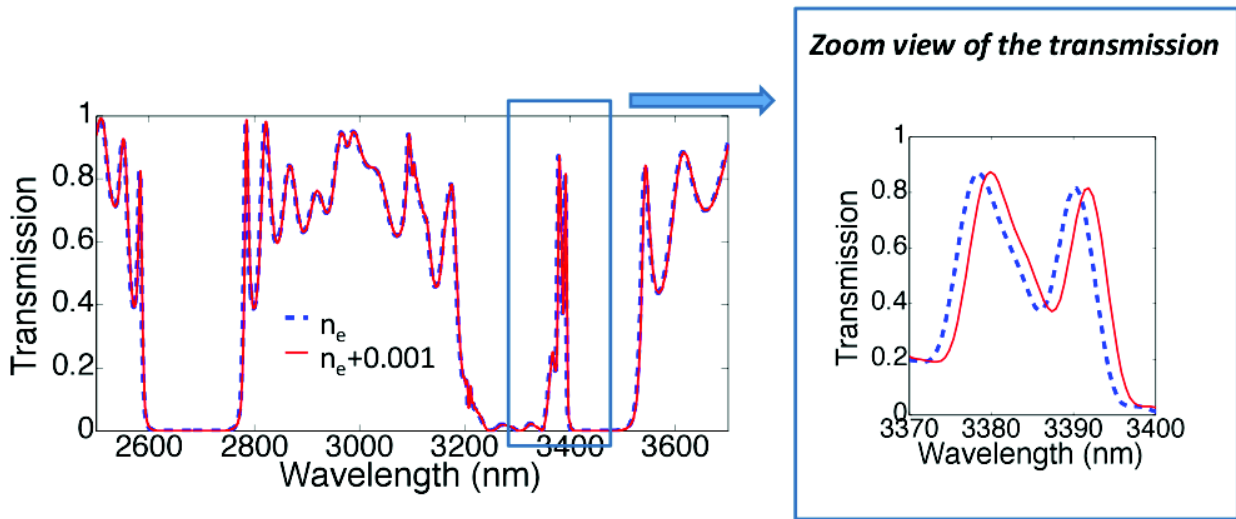
$$\frac{v_{g,PC}}{c} = 0.046 \quad (5.1)$$

avec  $v_{g,PC}$  la vitesse de groupe de l'onde au sein du PC, et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide. Ce résultat nous permet d'estimer le coefficient  $\Gamma$  attendu (exaltation de l'efficacité électro-optique,

voir **Section 2.3.3**) :

$$\Gamma = \frac{v_{g,bulk}}{v_{g,PC}} \approx 9 \quad (5.2)$$

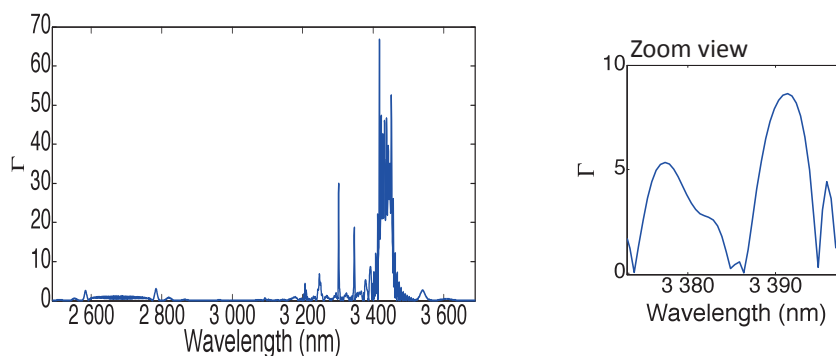
En estimant le paramètre  $f_{el}$  grâce à une simulation simple (logiciel *quickField*) à 2, on peut prédire une exaltation de l'efficacité électro-optique d'environ 162 (cf **Équation 2.35**). La bonne interaction des PCs et du mode guidé devrait pouvoir se vérifier expérimentalement via la transmission du guide dans lequel ils ont été gravés. La **Figure 5.4** présente le spectre de transmission du réseau de 15x15 trous dans la configuration sus-définie. Il s'agit d'une simulation faite à partir d'un algorithme "maison" de Nadège Courjal. En appliquant une tension  $V$  aux bornes des électrodes de part et d'autre du PC, on déplace spectralement sa bande interdite. Ainsi, la transmission du PC devrait varier d'environ 20% en appliquant 4.7 V à ses bornes, avec des électrodes éloignées de 13  $\mu\text{m}$ .



**FIGURE 5.4** – Évaluation de la transmission à travers un réseau carré de 15x15 trous dans la configuration sus-définie, calculée par un algorithme "homemade" de Nadège Courjal. En pointillé : spectre de transmission du réseau sans tension appliquée. En rouge : l'indice est modifié par l'application d'une tension de 4.7 V aux bornes d'électrodes séparées de 13  $\mu\text{m}$ . On s'attend à un  $\Delta n$  de 0.001.

Nadège Courjal a également calculé les coefficients  $\Gamma$  par simulation 2D-FDTD. Le résultat, donné en **Figure 5.5**, donne un  $\Gamma$  d'environ 9 à 3.39  $\mu\text{m}$ , ce qui est en bon accord avec le calcul par la méthode PWE.

Les simulations annoncent donc une exaltation de l'efficacité électro-optique d'un facteur 162@3.39  $\mu\text{m}$ , ce qui permettrait de réduire la longueur effective de modulation de même facteur pour retrouver la même gamme de phase. Cela correspondrait à une tension de commande de 112  $\text{mV} \cdot \text{cm}$  dans notre cas. On notera que l'exaltation de l'effet électro-optique est attendue en lumière monochromatique et en polarisation TE. Cette exaltation n'est pas censée fonctionner en large bande théoriquement, ainsi que pour les deux polarisations.



**FIGURE 5.5** – Calcul du coefficient  $\Gamma$  par méthode 2D-FDTD. Le résultat ( $\Gamma \approx 9$ ) concorde avec la simulation PWE.

### Réalisation de PCs sur guides diffusion de titane

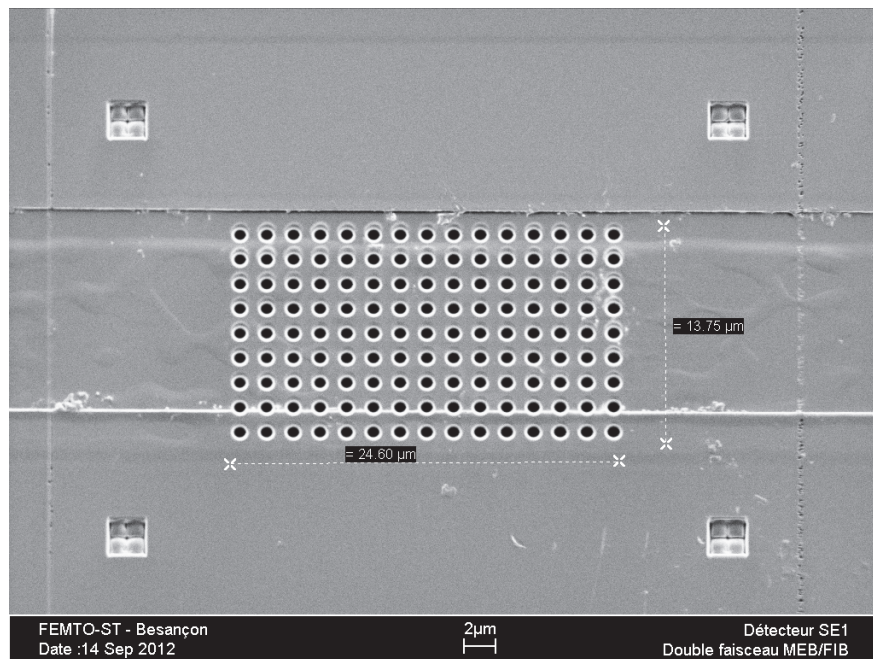
La réalisation des PCs n'est pas une chose aisée sur le Niobate de Lithium : le cristal est incompatible avec une attaque chimique par des techniques déjà maîtrisées. FEMTO-ST étant équipé d'un FIB (Focused Ion Beam), nous avons choisi cette solution pour faire les trous, même si, parce que le Niobate de Lithium est très dur, son usinage par FIB prend beaucoup de temps (plusieurs minutes par trou). La gravure par FIB impose de faire les trous un par un, et de déplacer l'échantillon pour réaliser le *pattern*. Comme l'efficacité du PC dépend de sa bonne géométrie, ce déplacement doit être précis. Lorsque nous avons fait réaliser les PC (par Gwenn Ulliac), des travaux à quelques mètres de la salle blanche ont généré des problèmes de vibration, et le FIB a connu une série de pannes. Nous avons tout de même réussi à graver le motif dans un guide, mais en limitant la profondeur des trous. Le résultat est présenté en **Figure 5.6**.

Malheureusement, nous n'avons pas pu observer d'interaction entre le PC et le mode guidé. En effet les trous n'ont pas été faits assez profonds (environ  $1.5 \mu\text{m}$ ). La **Figure 5.7** met en évidence que la trop faible profondeur des trous interdit leur interaction avec le mode guidé.

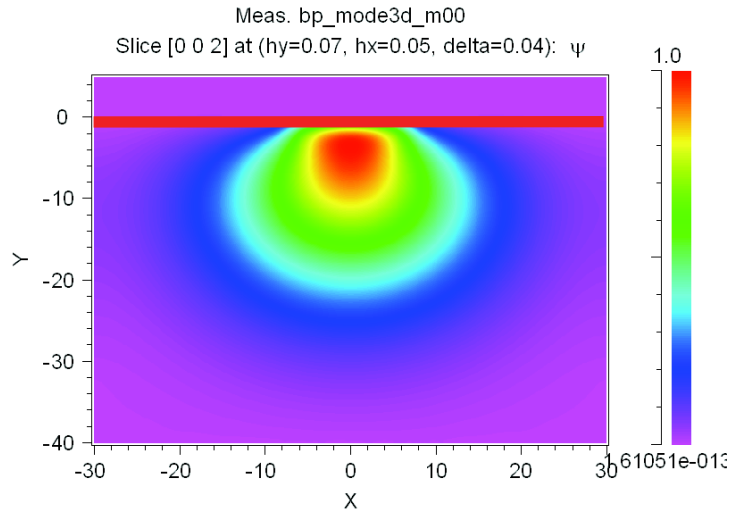
Par la suite, nous avons fait réaliser un second PC sur un guide diffusion de titane, avec un nouveau FIB plus performant. Celui-ci a permis de réaliser des trous plus profonds. Hélas, le traitement FIB a fortement altéré le guide ainsi que les électrodes. A ce jour, nous n'avons pas encore été en mesure d'effectuer une caractérisation.

Les PCs semblent prometteurs mais leur compatibilité avec la diffusion de titane reste à démontrer d'un point de vue technologique. Quoiqu'il en soit, il faut rappeler que l'exaltation de l'efficacité électro-optique ne fonctionne théoriquement qu'en monochromatique et pour une seule polarisation. Il reste donc à trouver une application pour cette technologie, ou un moyen de l'élargir à une bande plus large.

Ce qui n'a pas été encore souligné, c'est que la zone dans le diagramme de bande qui correspond à l'exaltation de l'efficacité électro-optique correspond aussi à une zone de dispersion plate. Il a été démontré par simulation qu'une impulsion optique ultracourte pouvait être stoppée et retardée dans un cristal photonique de  $670 \mu\text{m}$  de longueur, tout en conservant sa forme, ce qui implique une dispersion très faible ou nulle [81, 82]. Une application envisageable est la réalisation d'un



**FIGURE 5.6** – Image MEB (Microscopie Electronique à Balayage) des PCs réalisés à FEMTO-ST par Gwenn Ulliac.



**FIGURE 5.7** – Simulation BPM du mode guidé. Le trait rouge correspond à la profondeur des trous réalisés par FIB.

déphaseur achromatique intégré à base de PCs. Il s'agit ici d'une perspective intéressante mais encore totalement inexplorée. La modulation électro-optique de CPs influe leur transmission, ce qui pose un problème en interférométrie.

### 5.1.2 Amélioration de la boucle de contrôle

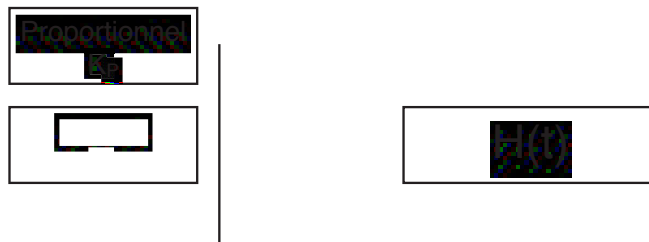
La boucle d'asservissement présentée en **Section 4.2.2** est loin d'être optimisée. Manquant de temps, j'ai réalisé la boucle la plus simple possible avec les ressources matérielles dont je disposais. Cette boucle, basée sur la génération d'une fréquence double par la modulation dans le fond d'une parabole, a plusieurs défauts : son gain à basse fréquence est limité. Elle ne corrige donc pas complètement les perturbations statiques ou très basse fréquence. Elle nécessite une détection synchrone (qui peut être remplacée par un mixeur suivi de filtres fréquentiels) dont le temps d'intégration ralentit le système. Avec cette boucle, on doit choisir entre la réactivité de la correction et son amplitude à basse fréquence.

Une solution simple et optimale serait d'utiliser un régulateur PID (Proportionnel Intégral Dérivé), qui est le système d'asservissement le plus utilisé dans l'industrie. On rappelle qu'un système d'asservissement a pour objet de maintenir une grandeur physique à une valeur dite de "consigne" grâce aux mesures qu'il effectue. Dans bien des cas, le régulateur PID représente la solution optimale. Elle a de surcroît l'avantage d'être facile à mettre en œuvre. Le signal d'erreur  $\epsilon$  est défini tel que :

$$\epsilon = \Omega_{consigne} - \Omega_{mesure} \quad (5.3)$$

#### Principe du PID

Le PID est composé de trois étages de régulation, comme le montre la **Figure 5.8**, qui présente le principe d'un asservissement utilisant un PID. Le système physique à asservir est représenté par sa fonction de transfert  $H(t)$ .



suivante :

$$Commande(t) = K_P \cdot \epsilon(t) \quad (5.4)$$

Avec un étage proportionnel seul on a une régulation **P**.

Le second étage est l'étage intégral qui, ajouté à l'étage proportionnel, donne une régulation **PI**. Cet étage consiste en l'intégration de l'erreur sur un certain temps et en la multiplication de cette intégrale par un coefficient  $K_I$ . Son utilité ? Il sert à corriger l'erreur statique. Lorsque la sortie du système s'approche très près de la consigne,  $K_P$  n'est pas assez grand pour effectuer la correction et amener la sortie à la consigne. C'est là qu'intervient l'intégrateur. En revanche, comme il nécessite un temps d'intégration, il n'est pas efficace à haute fréquence. Il apporte une plus grande stabilité en régime permanent, et on exprime son effet comme suit (ajouté à l'étage proportionnel) :

$$Commande(t) = K_P \cdot \epsilon(t) + K_I \cdot \int_0^t \epsilon(\tau) d\tau \quad (5.5)$$

Plus  $K_I$  est grand, plus l'erreur statique est corrigée efficacement.

Enfin, le dernier étage, nécessaire pour avoir un régulateur **PID**, est l'étage dérivé. Cet étage sert à éviter les éventuels dépassements de consigne, qui peuvent avoir des conséquences graves dans certaines applications industrielles. L'erreur  $\epsilon(t)$  est dérivée par rapport au temps et amplifiée par un gain  $K_D$ . Ainsi, dès que la sortie du système s'approche de la consigne, le terme dérivé freine le système et permet une stabilisation plus rapide. L'expression complète du régulateur PID est donc :

$$Commande(t) = K_P \cdot \epsilon(t) + K_I \cdot \int_0^t \epsilon(\tau) d\tau + K_D \cdot \frac{d}{dt} \epsilon(t) \quad (5.6)$$

Ce qui donne après transformée de Laplace :

$$Commande(p) = \epsilon(p) \left[ K_P + \frac{1}{p} \cdot K_I + p \cdot K_D \right] \quad (5.7)$$

Le régulateur PID est donc un système complet et très performant qui remplacerait à merveille l'asservissement simple que j'ai mis en place. Il est certain que cela réglerait le problème de l'erreur statique résiduelle. Il s'agit d'une amélioration simple et peu coûteuse qu'il serait intéressant d'apporter dans l'optique de réaliser un suiveur de frange ultra compact et performant.

### Calcul des coefficients

Les coefficients  $K_P$ ,  $K_I$  et  $K_D$  peuvent être déterminés par modélisation ou par l'expérience. L'approche par la modélisation suppose de connaître la fonction de transfert du système et fournit un jeu de coefficients optimal et précis. L'approche expérimentale permet de travailler sur un système déjà asservi et fournit des coefficients, dans la plupart des cas, suffisamment précis. Je ne rentrerai pas ici dans les détails du réglage d'un PID mais on peut citer deux méthodes largement utilisées pour le faire de manière expérimentale : l'approche de Ziegler-Nichols et la "Process Reaction Method". Cette dernière ne nécessite pas d'avoir un système déjà asservi mais requiert l'enregistrement d'une courbe de réponse du système.



## Conclusion

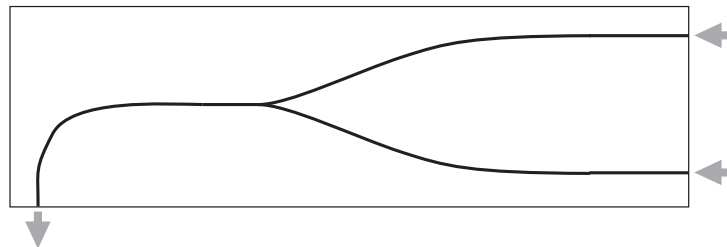
Le PID est un moyen simple d'améliorer sensiblement le suiveur de frange réalisé en bande L. Peu coûteux et performant, il saura répondre aux spécification qu'impose le nulling en bande L : une différence de marche optique régulée à mieux que 10 nm à 1 kHz. En effet, l'actionneur (effet électro-optique) ne constitue pas une limite en fréquence de fonctionnement, c'est la boucle d'asservissement qui doit être performante.

### 5.1.3 Le problème du flux dans le substrat

Dans la **Section 2.4.1**, j'ai évoqué le problème du flux parasite dans le substrat. En effet, les jonctions Y ont tendance à "baver", et l'expérience est sans équivoque : la face de sortie du substrat est clairement "illuminée". Le problème est que ce flux peut être couplé dans le guide et se retrouver en sortie du composant. Même si la quantité de flux couplée est infime, cela suffit à détériorer le taux de réjection et à sortir de la spécification de  $10^4$ . Les guides en diffusion de titane ayant un  $\Delta N$  très faible, ils ont tendance à fuir dans les courbures. On observe expérimentalement ce phénomène avec les puces aux virages les plus serrés : une grande partie du flux "va tout droit" et se retrouve piégée dans le substrat.

Afin de limiter l'impact de ce flux parasite sur le taux de réjection, deux actions simples peuvent être envisagées. La première consiste à dépolir les faces des composants (en évitant soigneusement les guides bien sûr) et/ou à les peindre avec une laque diffusante et absorbante dans la bande spectrale d'intérêt afin d'obtenir des surfaces anéchoïques.

La seconde, illustrée en **Figure 5.9**, consiste à effectuer un virage juste avant la sortie du composant [83]. Cela aurait pour effet de se débarrasser du flux parasite qui a tendance à "aller tout droit", même si des pertes par rayon de courbure peuvent être occasionnées. Il faut noter qu'en effectuant un virage de l'ordre de  $90^\circ$ , le guidage en diffusion de titane va se trouver altéré car on passerait alors de l'indice extraordinaire à ordinaire. Cela risque d'occasionner des pertes puisque la polarisation TM est très peu confinée. En coupe X et avec des guides réalisés en échange protonique, un virage à  $90^\circ$  entraînerait une absence de guidage car l'échange protonique produit un  $\Delta n_O$  négatif. L'idée est séduisante, mais il reste à trouver une solution technologique pour la mettre en œuvre sans perdre les propriétés de guidage dans le virage.



**FIGURE 5.9** – Illustration du virage en sortie de jonction Y afin de se débarrasser d'une partie du flux parasite piégé dans le substrat.

## 5.2 Quel avenir pour le nulling en bande L ?

### 5.2.1 Optique intégrée VS optique de volume

Il s'agit là d'une question pertinente car même si les performances, en terme de taux de réjection, du nulling en optique intégré sont encore loin de celles atteintes par des bancs en optique volume tels que PERSEE ( $8.8 \cdot 10^{-6}$  sur une bande spectrale large de 37% avec une stabilité de  $9 \cdot 10^{-8}$  sur 100s), le coût, l'encombrement, le poids et la possibilité de corriger l'OPD et la photométrie onChip n'en restent pas moins des avantages décisifs en faveur de l'optique intégrée dès lors qu'il s'agit de porter l'instrument dans l'espace. L'absence de pièce mobile et la stabilité du système en optique intégrée représentent aussi un atout majeur.

Le travail effectué à l'IPAG est un travail technologique prospectif qui avait pour but d'explorer les capacités de systèmes d'interféromètres intégrés, motivé par les avantages sus-cités. Il en résulte qu'il reste des efforts à faire du point de vue du design optique et de la fabrication des guides (meilleure répétabilité de la procédure de fabrication, meilleur confinement du champ électrique, maîtrise et annihilation des photons "perdus" dans le substrat qui dégradent le taux de réjection), mais il n'en est pas moins que l'optique intégrée offre des avantages instrumentaux qui méritent qu'on s'y intéresse. Ajoutons à la liste de ces avantages le filtrage modal qui permet de relâcher les contraintes instrumentales (voir **Tableau 1.2**).

La bande L (3.4 - 4.1  $\mu\text{m}$ ) permet de relâcher la contrainte instrumentale sur le taux de réjection, mais il n'existe pourtant aucun instrument viable dans cette bande à cause du manque d'effort technologique associé. Ma thèse propose un premier effort qui, je l'espère, conduira un jour à la naissance d'instruments opérant en bande L. Un modulateur réalisé par *Photline* a passé 18 mois sur la station spatiale internationale dans le cadre de la mission MISSE (Materials International Space Station Experiment) afin de valider (avec succès) sa bonne tenue aux conditions rencontrées dans l'espace, notamment sa tenue aux UV. À son retour sur Terre, le modulateur en Niobate de Lithium a été analysé et sa très bonne tenue a été constatée. Houda Brahimi, chargé de la qualité chez *Photline* a déclaré :

MISSE7 is a unique opportunity to test a device that stayed 18 months in space. Most of the space components never return to earth, or are destroyed when entering the atmosphere. In the coming weeks, we are going to thoroughly analyse the modulator. The conclusion will help us to design even more reliable and performing modulators.

Ce résultat est encourageant quant à la spatialisation potentielle de futurs interféromètres intégrés en Niobate de Lithium.

### 5.2.2 La question de la polarisation

La polarisation demeure un problème dans le cadre de ma thèse. L'effet électro-optique n'a pas la même efficacité en TE et en TM avec un cristal X-Cut : il existe un facteur 3 en faveur de la polarisation TE. La modulation électro-optique implique donc une rotation de la polarisation, et même sa perte. Pour pallier ce problème, on pourrait couper le cristal afin de se propager selon son axe Z, quitte à n'exciter que le coefficient électro-optique  $r_{31}$  et ainsi perdre un facteur 3 en efficacité électro-optique. On aurait alors une modulation électro-optique "isopolar". Malheureusement dans

ce cas, comme la diffusion de titane ne produit qu'un faible  $\Delta n$  sur l'indice ordinaire (autour de 0.015), le confinement du mode guidé serait affecté, tout comme l'efficacité électro-optique. Cependant, des modulateurs actifs dans le Niobate de Lithium et en propagation Z ont déjà été réalisés [84]. Ces modulateurs présentent l'avantage d'être insensibles à la polarisation.

Les guides en diffusion de titane ne présentent pas les mêmes caractéristiques de guidage en TE & TM : la polarisation TM est très mal confinée, et les pertes sont plus importantes qu'en TE. Les cristaux photoniques, en deux dimension (trous) sont également efficaces pour une seule polarisation, même si de ce côté des progrès sont en cours pour la réalisation de structures en 3D [85]. Sans changer la coupe du cristal ni de matériau, une solution serait de séparer les polarisations en amont de l'instrument et ainsi utiliser deux interféromètres, chacun dédié à une polarisation. Cette solution permettrait de conserver l'information de la polarisation, et aussi de s'affranchir de la contrainte d'avoir des guides guidant les deux polarisations. On pourrait alors utiliser la technologie de l'échange protonique.

### 5.2.3 Echange protonique

L'échange protonique, décrit dans la **Section 2.2.3**, permet d'obtenir des guides avec un  $\Delta n$  autour de 0.13 tandis que la diffusion de titane produit un  $\Delta n$  autour de 0.03. De plus, le PE<sup>1</sup> réalise un profil d'indice plus abrupt (voir **Figure 2.5**) permettant un meilleur confinement du mode guidé. Certes, le PE ne guide qu'une polarisation mais sa mise en œuvre est moins "douloureuse" pour le substrat car elle s'effectue à plus basse température que la diffusion de titane (autour de 250°C contre 1050°C). Nous avons caractérisé un 2TABCD réalisé par Photline (abstract de la communication SPIE disponible en annexe) avec la technologie APE (Annealed Proton Exchange). L'annealing est un recuit permettant de restaurer les propriétés électro-optiques dégradées par le PE. Sans faire de mesures de pertes, nous avons constaté sur le banc que les qualités de guidage étaient meilleures. En 2006, les premiers guides APE réalisés avaient des pertes estimées entre 0.2 et 0.4 dB/cm @ 1.55  $\mu\text{m}$  [52]. Si le guidage des deux polarisations n'est pas une condition obligatoire, le PE semble être une option avantageuse par rapport à la diffusion de titane.

## 5.3 Autres applications

### 5.3.1 Spectrométrie en bande L

La spectrométrie permet, de manière générale, l'étude de l'interaction de la lumière avec la matière. Dans le contexte astrophysique, elle permet l'étude de la composition chimique de l'atmosphère d'objets (étoiles, planètes) et par conséquent la recherche de biomarqueurs tels que  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$ . Jusqu'à l'année 2007, les spectromètres étaient tous basés sur le phénomène de dispersion par un réseau. Cette technologie a le défaut de proposer des instruments encombrants et délicats d'un point de vue mécanique. En 2007, Etienne Le Coarer et al. proposent un interféromètre intégré basé sur l'échantillonnage d'une onde stationnaire dans un guide monomode [86] : SWIFTS<sup>2</sup>. Depuis, une société a été créée : Resolution Spectra Systems, qui propose à la vente des spectromètres basés

---

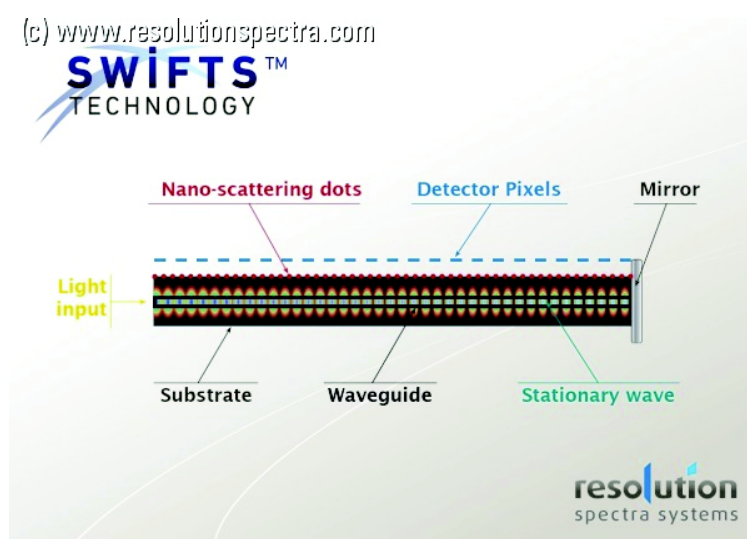
1. Proton Exchange

2. Stationary-wave integrated Fourier transform spectrometry

sur le principe de SWIFTS. Mais le catalogue ne propose pas de produit fonctionnant en bande L. J'ai donc étudié la compatibilité de SWIFTS avec les guide en diffusion de titane d'un point de vue pratique.

### Principe et performances de SWIFTS

Le principe de SWIFTS est magnifiquement simple, encore fallait-il y penser ! Il s'agit d'échantillonner une onde stationnaire établie dans un guide d'onde grâce à des détecteurs placés sur sa surface. Des plots diffusants "prélèvent" une partie de l'onde et la diffusent vers les détecteurs. Une analyse de Fourier de l'onde stationnaire ainsi échantillonnée donne son spectre.

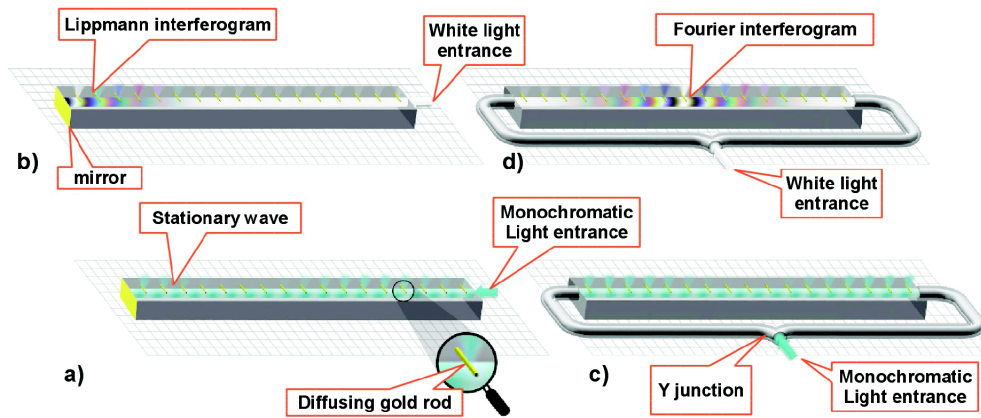


**FIGURE 5.10** – Principe de fonctionnement de SWIFTS. On distingue les principaux organes qui composent SWIFTS. Source : resolutionspectra.com

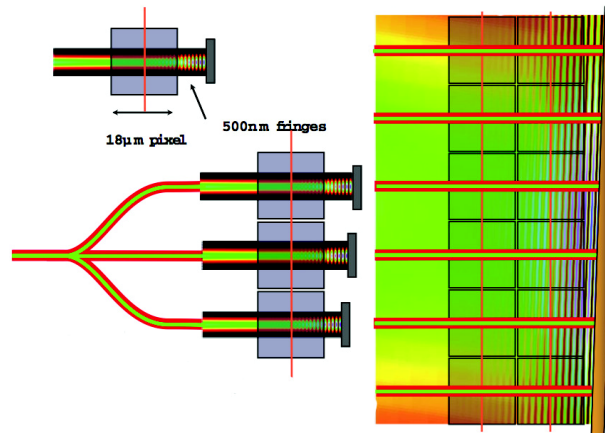
SWIFTS peut se décliner en deux versions principales : SWIFTS Lippmann et Gabor (**Figure 5.11**). La version Lippmann donne accès au spectre de la lumière injectée via le spectre de Lippmann, tout comme un spectromètre fonctionnant en FTS, sans besoin de pièce mobile pour scanner l'OPD. Dans sa version Gabor, l'onde incidente est séparée en deux grâce à une jonction Y, équilibrée par construction pour placer l'OPD nulle au centre du détecteur. Cette version donne accès à l'interférogramme de Fourier de la lumière incidente, mais aussi à sa phase via la position de son centre par rapport à sa position théorique.

Dans le domaine optique, il est encore technologiquement impossible de sur-échantillonner les ondes stationnaires puisque les pixels des détecteurs ont une taille de l'ordre de 18  $\mu\text{m}$  et le pitch des plots d'or est plus grand que la longueur d'onde. Une solution est, dans la version Lippmann, de multiplexer la détection sur plusieurs canaux et ainsi de sur-échantillonner les franges (principe illustré en **Figure 5.12**).

Du point de vue des performances, SWIFTS est loin devant ses concurrents à réseau. Dans sa version pré-industrielle, SWIFTS couvre une bande spectrale allant de 630 à 1100 nm avec une résolution spectrale allant jusqu'à 5pm et une fréquence de mesure de 30 kHz ! Les spectres



**FIGURE 5.11** – Principe de SWIFTS : des nanodétecteurs sont placés dans le champ évanescent du guide monomode. Ces détecteurs mesurent le flux diffusé par des plots d'or qui prélèvent le flux du guide sur une distance plus petite qu'une frange. En lumière polychromatique, la superposition des ondes stationnaires donne l'interférogramme de Fourier de la lumière incidente, échantillonnée par les nanodétecteurs. **Gauche, a** : SWIFTS Lippmann : l'onde injectée dans le guide est réfléchiée à l'autre extrémité par un miroir. L'interférence entre le champ incident et le champ réfléchi forme une onde stationnaire. **b** : les ondes stationnaires sont "verrouillées" au niveau du miroir, donnant un interférogramme de Lippmann commençant par une frange noire. **Droite, c** : SWIFTS Gabor : les deux ondes cohérentes sont couplées dans le guide de telle sorte qu'elles se propagent en sens opposés. Les ondes stationnaires sont centrées sur l'OPD nulle donnant l'interférogramme de Fourier, permettant ainsi la mesure de la phase. Source : [87].



**FIGURE 5.12** – Principe du multiplexage pour le sur-échantillonnage des franges avec SWIFTS Lippmann.

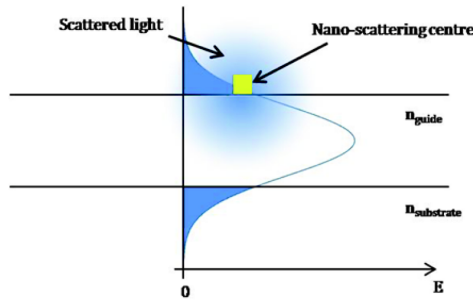
peuvent être obtenus en une seule mesure, nécessitant ainsi un faible temps d'intégration. SWIFTS est 100 fois plus puissant, en terme de résolution, que les mini-spectromètres existants pour un encombrement réduit d'un facteur 2000. Sans pièce mobile, il est aussi robuste et stable. Ces qualités exceptionnelles en font un projet très porteur dont les applications sont infinies. Pour n'en citer qu'une partie, on trouve l'exploration et l'analyse de l'atmosphère des planètes (le CNES

et l'ESA ont identifié SWIFTS comme un candidat pour des missions spatiales, vu son rapport performances/encombrement), le monde des capteurs de Bragg, la détection de gaz dangereux, le monitoring de lasers accordables, etc...

### Travail effectué

Étant donné l'aspect très prometteur de SWIFTS, nous avons souhaité expérimenter son concept dans l'infrarouge moyen, en particulier la bande L si propice à l'exploration planétaire et celle de l'environnement des étoiles jeunes. Sa résolution est, par nature, fonction de la longueur du guide mais aussi du *pitch* des plots diffusants et de celui des détecteurs. Nous avons donc décidé de réaliser un prototype de SWIFTS en bande L dénué de détecteur en déposant par lift-off des plots d'or le long d'un guide droit en diffusion de titane afin de vérifier que ces derniers étaient bien capables de prélever le flux dans le guide et de le diffuser de telle sorte qu'on puisse l'observer en imagerie.

Avec l'aide précieuse de Sébastien Labau (Leti), nous avons déposé des plots d'or de 115 nm d'épaisseur, 5 mm de long et 120 nm de large sur une puce contenant des guides droits parallèles entre eux en diffusion de titane. La distance inter-plots, ou *pitch*, est de 30  $\mu\text{m}$ . Les plots couvrent une distance totale d'environ 7.7 mm. Pour garantir l'adhérence des plots, une couche d'accroche de Chrome de 5 nm d'épaisseur a été déposée entre le substrat et l'or. Nous avons ensuite cherché à échantillonner l'onde stationnaire établie dans le guide en configuration Lippmann. Point de miroir en extrémité de guide : la réflexion de Fresnel est suffisante dans le Niobate de Lithium. Pour cette expérience, nous avons utilisé le laser@3.39  $\mu\text{m}$  avec le banc v.1. L'imagerie de la surface du guide contenant les plots a été réalisée avec la caméra FLIR équipée d'un objectif offrant un grandissement de 3. Le guide utilisé, d'une largeur de 14  $\mu\text{m}$  et de caractère monomode, a été diffusé 20h@1050°C.



**FIGURE 5.13** – Illustration d'un plot diffusant placé dans le champ évanescent d'un guide d'onde.

Les plots d'or, placés dans le champ évanescent du guide, diffusent la lumière qui est ensuite collectée par la caméra, comme l'illustre la **Figure 5.13**. La première image obtenue est présentée en **Figure 5.14**.



**FIGURE 5.14** – Image des plots d'or diffusants placés en surface d'une guide diffusion de titane de 14  $\mu\text{m}$  de large. La lumière injectée est monochromatique @3.39  $\mu\text{m}$ .

La première constatation est que les plots d'or diffusent. Il s'agit là d'un premier succès qui rend la réalisation d'un SWIFTS infrarouge possible. La seconde constatation est la présence d'une sorte de battement donnant à l'échantillonnage de l'onde une enveloppe lente. Nous sommes en fait en présence d'un double phénomène de moiré. On donne la période de l'onde stationnaire :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \cdot n_{eff}} \quad (5.8)$$

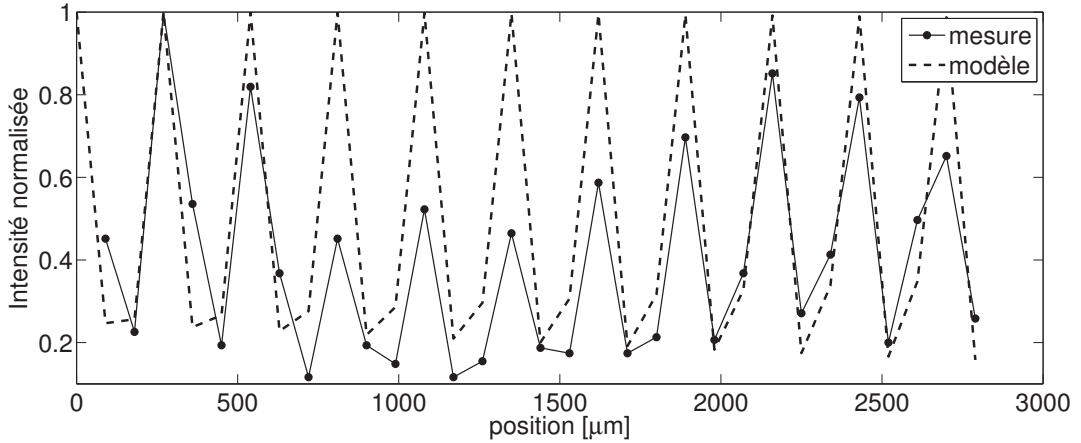
avec  $\lambda$  la longueur d'onde et  $n_{eff}$  l'indice effectif du guide. Dans notre cas, avec un indice effectif de l'ordre de 2.1, on obtient :

$$\Lambda \approx 0.81 \mu m \quad (5.9)$$

Les plots, espacés de 30  $\mu m$ , sous-échantillonnent les franges de l'onde stationnaire : c'est le premier effet de moiré, dont on peut se servir (en connaissant très précisément le grandissement de l'imagerie) pour mesurer l'indice effectif. On peut exprimer l'onde stationnaire échantillonnée comme suit :

$$I(m) = \frac{1}{2} \left( 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}(m \cdot \delta_m + \phi_0)\right) \right) \quad (5.10)$$

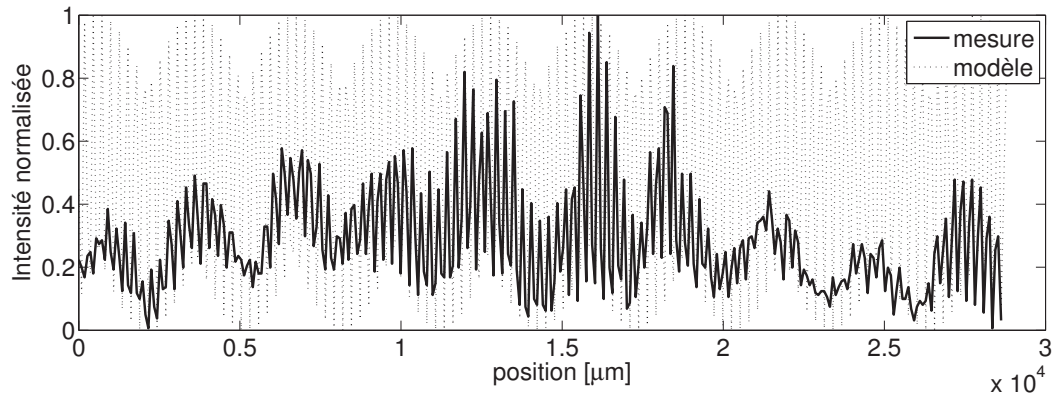
avec  $I(m)$  l'intensité lumineuse au niveau du  $m^{ème}$  plot,  $\Lambda$  la période de l'onde stationnaire,  $\delta_m$  l'espace entre les plots,  $m$  l'indice du plot ( $m$  entier) et  $\phi_0$  une phase de départ. On utilise ce modèle pour reproduire la figure de moiré obtenue sur la **Figure 5.14**. Le résultat, présenté en **Figure 5.15**, montre le profil d'intensité d'une partie de la **Figure 5.14** ainsi que le modèle ajusté (Équation 5.10).



**FIGURE 5.15** – Profil partiel d'intensité de l'onde stationnaire @3.39  $\mu m$  échantillonnée par les plots d'or (**Figure 5.14**) et modèle de moiré (Équation 5.10). Avec un grandissement de 3, le modèle reproduit la mesure avec un indice effectif de 2.1094.

Si l'on observe le profil complet, on remarque un battement plus lent. Sur la **Figure 5.16**, qui représente le profil d'intensité de tous les plots éclairés avec le modèle, on observe ce phénomène de battement lent. Les plots n'ayant pas tous la même émissivité, à cause de l'imperfection du dépôt lithographique, de l'état de surface non homogène du guide et sans doute des imperfections du guide lui-même, la mesure ne reproduit pas le modèle en terme d'intensité. Ce problème doit faire l'objet





**FIGURE 5.16** – Profil d’intensité de l’onde stationnaire @3.39  $\mu\text{m}$  échantillonnée par les plots d’or (**Figure 5.14**) et modèle de moiré (**Équation 5.10**). On observe le battement plus lent qui est le résultat d’un second moiré.

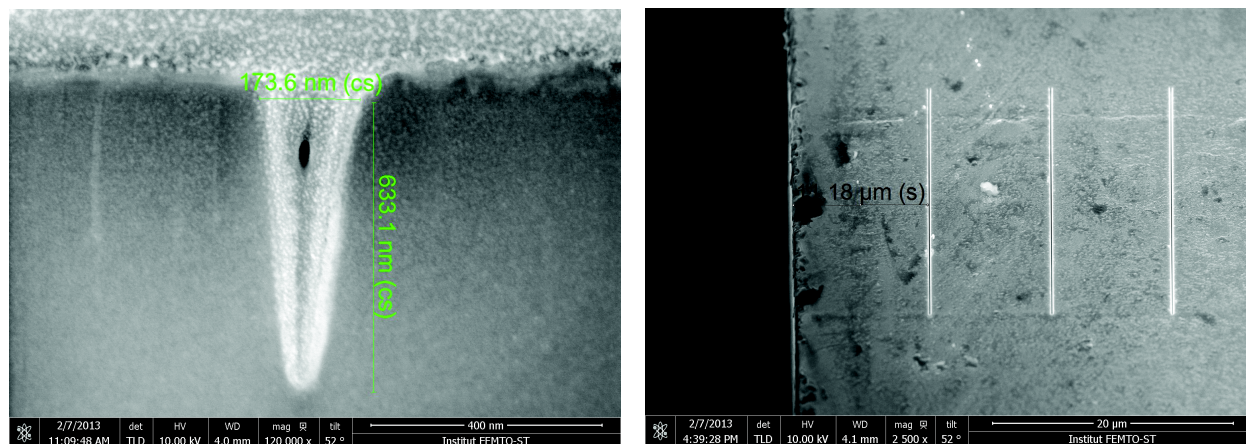
d’une calibration des plots. On peut néanmoins expliquer la mesure par un simple moiré. On notera que le modèle est très sensible à la valeur de l’indice effectif. On a donc un embryon de SWIFTS infrarouge qui n’attend qu’une calibration et son détecteur pour être fonctionnel. Après ce résultat prometteur, nous avons cherché à améliorer la diffusion de l’onde évanescente en évitant l’or qui est absorbant dans l’infrarouge.

Alain Morand (IMEP, Grenoble) a réalisé pour nous des simulations (disponibles en annexe) ayant pour objet d’étudier les performances des plots d’or en terme d’efficacité de diffusion, ainsi que de sillons creusés dans le guide. Ces sillons sont géométriquement comparables à des rigoles dont la direction est transverse à celle du guide. Avec ces sillons, on s’affranchit des pertes dues à l’or ainsi que des effets dus à la résonance plasmonique en TM. Le saut brutal d’indice induit néanmoins une diffraction. La question est : quelle proportion de l’énergie est diffractée vers le superstrat par rapport au substrat ? Cette proportion est-elle meilleure que pour les plots d’or ? Les simulations donnent des performances comparables aux plots d’or, mais les sillons semblent avantageux car non absorbants. Nos collaborateurs de FEMSTO-ST ont donc réalisé pour nous des sillons dans des guides en diffusion de titane à l’aide d’un FIB.

La réalisation de sillons par FIB nécessite beaucoup de temps, car le Niobate de Lithium est très dur à attaquer. Étant donné qu’à 3.39  $\mu\text{m}$ , d’après les simulations d’Alain Morand, la directivité du rayonnement ainsi que sa proportion rayonnée vers le superstrat augmente avec la profondeur des sillons, nous avons choisi de graver 50 sillons de 15  $\mu\text{m}$  de long, 170 nm de large et 633 nm de profondeur espacés de 10  $\mu\text{m}$ , sur un guide en diffusion de titane. La gravure, qui a pris 17h de travail, a été réalisée par Gwenn Ulliac (FEMSTO-ST) à la plateforme technologique MIMENTO. Le nouveau FIB acquis par MIMENTO a facilité le travail car le positionnement du substrat est maintenant automatisé. Pour réaliser la gravure FIB, une couche de Chrome est déposée, afin de pouvoir polariser le substrat, puis est retirée chimiquement à la fin de la gravure. Le résultat est présenté sur la **Figure 5.17**.

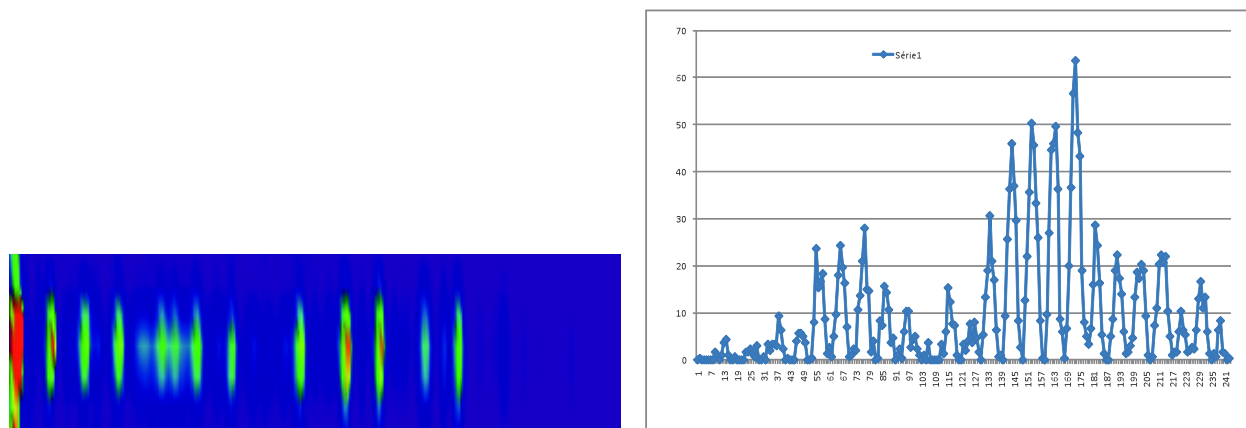
Nous avons eu le temps de constater leur pouvoir de diffusion à l’IPAG, mais pas de faire d’étude comparative avec les plots d’or. La **Figure 5.18** présente la mesure de l’émissivité des sillons dans





**FIGURE 5.17** – Images des sillons gravés par FIB à FEMTO-ST par Gwenn Ulliac (microscopie électronique). A gauche : vue en coupe. A droite : vue du dessus.

une guide en diffusion de titane en lumière monochromatique @  $3.39 \mu\text{m}$ . On constate que les sillons émettent, mais aucune comparaison quantitative n'a été réalisée avec les plots d'or.



**FIGURE 5.18** – A gauche : image, vue du dessus et à la camera FLIR, des sillons diffusants @  $3.39 \mu\text{m}$  gravés sur un guide en diffusion de titane. A droite : le profil d'intensité associé

## Conclusions

Nous proposons une solution technologique viable, en première observation, pour le concept de SWIFTS en infrarouge moyen. Les plots d'or et les sillons diffusent la lumière localement prélevée dans un guide monomode en diffusion de titane. Même sans étude comparative entre les deux dispositifs, on peut penser que les sillons, dont la discontinuité d'indice est plus profondément ancrée dans le guide, offrira une meilleur émissivité que les plots en surface. En outre, le FIB permet de graver des sillons plus fins que les plots déposés par lithographie. Cela permet d'échantillonner plus localement le champ évanescent et ainsi de moins intégrer le champ prélevé sur la distance de propagation. En revanche, les sillons sont très longs à graver (17h pour les 50 sillons), et le FIB

impose de déposer une couche de chrome sur l'échantillon puis de la retirer chimiquement. Nous ne savons pas encore quel est l'impact de ces étapes sur les échantillons. On pourra enfin étudier laquelle des deux méthodes (sillons ou plots) et la plus compatible avec l'installation de détecteurs. Quoiqu'il en soit, deux solutions technologiquement différentes et viables ont été testées et ont permis l'échantillonnage de l'onde stationnaire dans un guide monomode en bande L.

On notera que l'aspect électro-optique du Niobate de Lithium pourrait être bien utile à SWIFTS en permettant de se passer du multiplexage sur plusieurs guides pour le sur-échantillonnage des franges. En effet, en modifiant l'indice de réfraction du Niobate de Lithium par effet électro-optique, on modifie l'interfrange de l'onde stationnaire. Il s'agit donc d'une manière de "déplacer" l'onde sous le détecteur, et donc de la sur-échantillonner dans un seul guide. Dans la même optique de sur-échantillonnage, on peut imaginer un modulateur de phase en Y en amont du guide droit avec les plots/sillons, qui permettrait de déplacer le paquet de franges sous le détecteur, en faisant varier la position de l'OPD nulle. Cette dernière idée ne fonctionnerait qu'en large bande.

L'effet électro-optique dans le Niobate de Lithium, combiné avec la possibilité de réaliser des plots/sillons diffusants sur les guides, va peut-être permettre de réaliser un SWIFTS moyen infra-rouge actif qui n'aurait pas besoin de multiplier les canaux optiques pour sur-échantillonner les franges.

### 5.3.2 Pionier en bande L ?

Pionier [88] (Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment) est un instrument en optique intégrée utilisé au VLTI qui combine 4 télescopes, en bandes H et K, fournissant la résolution angulaire équivalente d'un télescope de 100m de diamètre. Cet instrument a notamment permis l'imagerie de SS Leporis avec une résolution s'approchant du milliarcsec [89]. Notre banc de caractérisation v.3 est d'ores et déjà capable d'injecter en 3T, ce qui permet le développement et la caractérisation de composants de type 3TAC, ouvrant la voie à des applications de clôture de phase. Nous avons réalisé un 3TAC ajustable par effet électro-optique avec la technologie diffusion de titane, mais nous n'avons pas encore eu le temps de le caractériser (j'espère avoir le temps de le faire avant la soutenance de ma thèse). A quand un Pionier en bande L ?

## Chapitre 6

# Conclusion Générale

### Sommaire

---

6.1	La bande L : un développement difficile . . . . .	164
6.2	Bilan et perspectives . . . . .	164

---

Depuis bientôt 20 ans, on sait qu'il existe d'autres planètes dans l'Univers que celles de notre système solaire. Les efforts déployés pour leur observation directe répond à un instinct de découverte et de connaissance qui s'étend aujourd'hui bien au delà des frontières terrestres et même du système solaire. C'est ce même instinct qui poussa des explorateurs à s'embarquer vers l'inconnu par delà les mers sur des embarcations de bois il y a maintenant plusieurs siècles. L'interférométrie nous offre une possibilité matériellement réalisable d'accroître notre acuité visuelle est donc notre champ d'exploration. En effectuant un effort technologique et instrumental suffisant, des missions spatiales telles que DARWIN/TPF-I pourront peut-être voir le jour et nous offrir des yeux au pouvoir de résolution jamais encore égalé par l'analyse directe de la planète et de ses photons : c'est alors la caractérisation de son atmosphère qui devient possible.

## 6.1 La bande L : un développement difficile

La bande L représente une option intéressante en terme d'observation astronomique mais reste aujourd'hui une difficulté du point de vue du développement instrumental. La rareté des composants d'optique dans cette gamme spectrale et leur prix représentent la première difficulté. Les détecteurs sont également très onéreux, sans parler des sources. En large bande, on doit utiliser un corps noir. En faire une source cohérente pose un problème de flux dès qu'on veut atteindre les hauts contrastes. Une solution serait d'utiliser un guide monomode dont la transmission serait suffisamment bonne, comme source cohérente. La mise au point et l'alignement des bancs de caractérisation furent aussi un défi quasi quotidien, avec pour outil principal notre caméra FLIR. Cependant, le jeu en vaut la chandelle : la bande L permet de relâcher la contrainte instrumentale au niveau du contraste à 40 dB, ainsi que l'observation de matière circumstellaire chaude. Il faut donc poursuivre l'effort malgré les difficultés, pour aboutir à un processus permettant la réalisation de meilleurs guides en bande L et composants en optique intégrée qui pourront répondre aux attentes des astronomes en terme de performances.

## 6.2 Bilan et perspectives

Le travail mené durant ma thèse a permis de :

- réaliser des guides monomodes sur la bande L, capables de guider les deux polarisations TE et TM, même si la polarisation TM est encore mal confinée, à cause d'un  $\Delta n$  sans doute trop modeste.
- mettre en œuvre un dispositif de pilotage de la phase *onChip* en utilisant l'effet Pockels et optimiser ce dispositif. Une tension de commande de 18.2 V.cm a été obtenue grâce à des électrodes déposées au plus près des guides (1  $\mu\text{m}$ ) et l'utilisation d'une configuration *push - pull*.
- développer une méthode d'équilibrage photométrique par minimisation de la frange noire, ainsi que réaliser un composant en optique intégrée pouvant la mettre en œuvre. Ce composant dispose de la capacité de moduler la différence de chemin optique et l'équilibre photométrique *onChip*, sans faire intervenir la moindre pièce mobile. Dans cette configuration, un taux de réjection de 36.6 dB a été atteint en lumière monochromatique @ 3.39  $\mu\text{m}$ .

- caractériser la dispersion induite par l'effet Pockels dans le Niobate de Lithium. On a mis en évidence son effet sur la vitesse de groupe son caractère dispersif aux fortes tensions de commande. Ce résultat représente une avancée en interférométrie car c'est la première fois, à ma connaissance, que ce travail de caractérisation est réalisé.
- étudier d'un point de vue théorique la possibilité d'exalter l'efficacité électro-optique des composants dans le but de réduire la longueur d'électrode nécessaire et/ou la longueur des composants, optimisant ainsi la transmission. Pour ce faire, nous avons réalisé des cristaux photoniques qui n'ont pas encore donné de résultats concrets, mais de nouveaux cristaux photoniques ont été réalisés et sont en attente de caractérisation. L'étude théorique et par simulations montrent qu'une exaltation d'un facteur 162 est possible.
- réaliser des coupleurs directionnels dont le taux de couplage peut être ajusté *onChip*, ouvrant la voie à des interféromètres de type 2TABCD et 3TAC dont les déséquilibres inhérents à leur réalisation technologique pourraient être compensés par calibration.
- réaliser le premier senseur et suiveur de frange *onChip*, capable de corriger l'OPD avec une précision de 3 nm pour une perturbation de 100 nm à 100 Hz. Ce résultat est préliminaire et peut être amélioré en optimisant la boucle d'asservissement (utilisation d'un PID optimisé).

Le contraste en large bande est encore insuffisant (91.2% dans le meilleur des cas), mais des solutions pour l'améliorer sont envisageables. On peut notamment travailler sur le confinement du mode guidé et la limitation de la quantité de photons non interférométriques perdus dans le substrat. Ce résultat peut aussi être partiellement expliqué par le banc de caractérisation et surtout sa source : un trou dont le diamètre (20  $\mu\text{m}$ ) est résolu par notre système. Dans une telle configuration, on ne devrait pas observer un tel contraste, mais la faible ouverture numérique des guides réduit géométriquement l'ouverture de collection de la source en sélectionnant spatialement les rayons injectés. La chute du contraste en large bande n'est donc peut-être pas totalement due à des défauts instrumentaux, mais également à l'étendue de la source vue par les guides d'onde.

L'effet Pockels a été caractérisé en matière de dépendance spectrale, et on a mis en évidence son caractère dispersif. Le modèle proposé est à interpréter avec précaution car le Niobate de Lithium est sujet à de nombreux effets non-linéaires tels que l'effet piezo-électrique, ferro-électrique et pyro-électrique. Balayer l'OPD *onChip* avec des fortes tensions de commande a pour effet de réduire le nombre de franges et distordre le paquet de franges, affectant ainsi son contraste. La nature dispersive de l'effet Pockels s'exprime d'autant plus intensément que la tension appliquée est importante.

Dans un axe plus prospectif, nous avons testé expérimentalement deux solutions pour prélever localement une partie du champ évanescent d'un guide en diffusion de titane afin de démontrer la faisabilité d'un SWIFTS en bande L. Le résultat est positif : les plots d'or et les sillons diffusent la lumière et on peut observer l'onde stationnaire dans le guide échantillonnée par les plots et les sillons. Ce résultat est préliminaire, mais il ouvre une perspective intéressante pour élargir le concept de SWIFTS au moyen infrarouge.

Afin d'avancer dans la réalisation d'interféromètres à haut contraste en optique intégrée, je pense qu'il est indispensable de maîtriser la technologie de fabrication des guides. Même si nous avons "déblayé le terrain", et montré la faisabilité des fonctions optiques de base, il est maintenant nécessaire d'itérer avec la technologie de réalisation, pour trouver le processus qui permette d'obtenir

des guides monomodes ayant des pertes acceptables et un bon confinement du mode guidé. Le succès de projets tels que PERSEE montrent que l'interférométrie annulante peut donner de très bons résultats. Mais le banc PERSEE ne peut-être envoyé dans l'espace : il est trop sensible aux vibrations, trop volumineux et trop lourd. Il représente cependant un très grand succès scientifique et m'a motivé à poursuivre mes efforts. Si ses performances pouvaient "tenir" dans un composant d'optique intégrée stable, compact et léger, l'interférométrie annulante pourrait alors avoir sa place dans l'espace.

Les applications de la technologie explorée durant ma thèse ne se limitent pas à l'interférométrie annulante. Les composants *Phtholite* ont été envoyés avec succès dans l'espace, ce qui montre que le Niobate de Lithium résiste aux conditions qui y règnent. Les composants que nous avons commencé à développer pourraient promouvoir des projets de type ballon comme FITE, qui propose un interféromètre 2T non annulant. De même, étendre le domaine spectral de SWIFTS dans le moyen infrarouge est prometteur : il s'agit d'un interféromètre ayant une résolution spectrale de quelques pm.

## Annexes





Annexe A

Annexe 1

Publication *Optics Letters*



# Double polarization active Y-junctions in the L-Band, based on Ti:LiNbO<sub>3</sub> Lithium Niobate Waveguides : polarization and contrast performances

Samuel Heidmann<sup>1,\*</sup>, Nadège Courjal<sup>2</sup> and Guillermo Martin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, (IPAG), UMR 5274, Grenoble, France*

<sup>2</sup>*Département LOPMD, Institut FEMTO-ST (UMR 6174), 16 Route de Gray, 25030-Besançon Cedex, France*

\*Corresponding author: samuel.heidmann@obs.ujf-grenoble.fr

Compiled April 15, 2013

Double polarization electro-optic beam combiners based on Ti:diffusion Lithium Niobate (LN) waveguide have been developed for mid-infrared applications. Monochromatic rejection ratio up to 33dB at  $\lambda = 3.39\mu\text{m}$  was obtained, as well as wide-band fringes showing low dispersion. In a first part, studying the fringe contrast as a function of waveguide width, we found a compromise between transmission, signal-to-noise ratio (SNR) and fringes contrast, depending on the singlemode behavior of the waveguides. We will show that both polarizations are guided, and at least 70% and 90% contrast is achieved respectively in Transverse Electric (TE) and Transverse Magnetic (TM) with a 400nm wide band light, centered at 3.39 $\mu\text{m}$ . After choosing the optimal combiner and designing the electrodes, we studied the electro-optic response of the device, using a monochromatic source and scanning the fringe, by external as well as internal modulation in order to determine the rejection ratio and the voltage needed to cover half a fringe ( $V_\pi$ ) voltage for both TE and TM polarizations.

© 2013 Optical Society of America

OCIS codes: 000.0000, 999.9999.

Mid-Infrared (MIR) Astronomical band L (3.4–4.1 $\mu\text{m}$ ) is a key region to observe dust disks in host stars neighborhood and exoplanets by allowing the study of cool matter [1–3]. Furthermore, star to planet brightness ratio makes the operation interesting beyond 3 $\mu\text{m}$ , where this ratio reaches a minimum value around  $10^{-4}$  for hot jupiters and stellar dust. Stellar interferometry allows the observation of such objects at the milliarcsec scale. Therefore, integrated Optics (IO) active beam combiners are an interesting option regarding stability, modal filtering, real-time electrically-controlled phase and ability to combine multiple apertures on a single chip [4, 5]. Lithium Niobate based electro-optic modulators, commercially available for near IR applications, are known to achieve high bandwidth and deep rejection ratio [6, 7]. As LN has good electro-optic efficiency, it is possible to electrically onchip tune the optical path delay (OPD) between the two arms of the junction before combination. In this letter we present performances of IO beam combiners made by Titanium diffusion in X-Cut LN crystal. We show that this method is suitable to achieve both polarizations TE and TM guidance, either for monochromatic or wide band applications.

**Samples Fabrication.** The combiners consist in geometrically classical Y-junctions, composed of straight segments with constant width where the Ti:diffusion parameters have been optimized to achieve single-mode guidance in the L-Band for both polarizations TE and TM. The waveguides are built by depositing a 190 nm thick titanium ribbon on the LN substrate and subsequently diffusing for 20 hours. The width of the titanium

ribbon goes from 12 to 26 $\mu\text{m}$  by 2 $\mu\text{m}$  steps. For the active device, aluminum electrodes have been deposited on the chip, at both sides of the first arm waveguide, and a silica buffer was used to ensure good adhesion.

**Experimental set-up.** We developed two optical benches. First, in order to characterize dispersion, signal to noise and wide band contrast, a black body source was used. Second, for high contrast studies, a monochromatic 3.39 $\mu\text{m}$  He-Ne CW laser was used. In both cases, light coming from the source is focused on a 20 $\mu\text{m}$  diameter pinhole placed at focal distance of an off-axis parabola (reflected focal length 25.4mm). The collimated beam is separated by a thick ZnSe beam splitter in a Michelson setup. One of the arm is tunable in OPD, and the second one is slightly eccentric. These two beams are focused at the chip inputs, 250 $\mu\text{m}$  separated, with a ZnSe lens ( $f=25.4\text{mm}$ ). Therefore, as collection and injection focal length is the same, the optical magnification is 1. The output of the chips are imaged with an IR Camera. In order to measure spectral transmittance and differential dispersion between the two arms of the combiner, we externally scan the OPD with the motorized mounted mirror.

**Monochromatic fringes.** The mathematical expression of monochromatic interferogram, assuming the source is non-resolved, is given beneath.

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot V \cdot \cos(\phi) \quad (1)$$

with  $I_1$ ,  $I_2$  photometry of arms 1 & 2;  $V$  visibility and  $\phi$  phase difference at the junction.  $V$  can be expressed as the following product :

$$V = V_{\text{atm}} \cdot V_{\text{instr}} \cdot V_{\text{source}} \quad (2)$$

with  $V_{atm}$  visibility of atmosphere;  $V_{instr}$  instrumental visibility and  $V_{source}$  visibility of the source.

$V_{atm}$  can be assumed as 1 since the waveguides are single mode at  $3.39\mu\text{m}$ . As the source is experimentally unresolved by our interferometer, we assume that  $V_{source} = 1$ . Thus, the parameter under study is the  $V_{instr}$ .

At first, the OPD is scanned externally. So  $\phi$  can be expressed as [8] :

$$\phi(x) = \phi_0 + 2\pi\sigma(x - x_0 + n_{eff}\Delta L) + \Delta\beta \cdot L_1 \quad (3)$$

with  $L_1$  length of arm 1;  $\Delta L$  differential arm length;  $\Delta\beta$  propagation constant difference between arms;  $x$  distance covered by the motorized mirror;  $x_0$  initial OPD between the two arms;  $\phi_0$  initial phase difference between the two arms;  $n_{eff}$  refractive index of the waveguide; and  $\sigma$  wavenumber ( $\lambda^{-1}$ ).

The differential arm length  $\Delta L$  and the propagation constants difference  $\beta_2 - \beta_1$  are responsible for contrast attenuation and fringe asymmetry. The normalized function for fringe contrast studies is [8] :

$$I_{corr} = 1 + V_{instr} = 1 + \frac{I - I_1 - I_2}{2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2}} \quad (4)$$

**Passive junctions.** For polychromatic measurements, we used a black body light source set up behind the pinhole and the motorized mirror to scan the OPD. The device has no electrodes and consists on Y junctions of increasing channel width, from  $12\mu\text{m}$  to  $26\mu\text{m}$ . As we aim at studying the guidance of the two polarizations, we place a polarizer and analyzer respectively at the input and output of the chip. The dispersion is theoretically related to the refractive index difference between the two arms of the combiners as a function of wavelength. If the two arms present the same dispersion,  $\beta_1(\lambda) = \beta_2(\lambda)$  and the same length  $\Delta L = 0$ , there will be no differential effect and the junction will not be dispersive. This is what we experimentally observe. In the fig. 1, we observe a typical fringe packet obtained with the IO junction, in the TM & TE polarization.

From fig.1 we observe very slight asymmetry, which leads us to conclude that the differential dispersion between the two arms is not significant. As the dispersion is negligible, the expected contrast in the combiner is then only limited to the modal filtering capabilities of the waveguide, and the efficient destructive overlap of the optical beam at the recombination point (junction). We present in fig. 2 a synthesis of the Y-junctions performances for the two polarizations as a function of the width of the waveguides.

As the figure 2 shows, the best contrast (91.2%) is achieved in TM mode with a  $12\mu\text{m}$  width waveguide and a bandwidth of 16.2%. We observe that the contrast decreases whereas the spectral bandwidth improves as the width increases and the waveguides are more and more multimode. This study allows us to choose the  $w=14\mu\text{m}$  as the optimal Y-junction, on which we are going to lay the modulating electrodes.

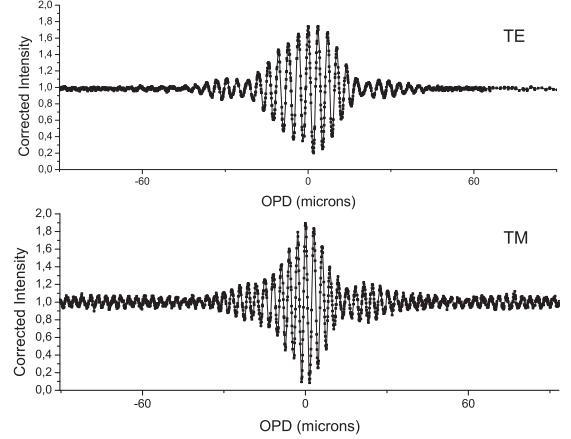


Fig. 1. Polychromatic fringes packets obtained in TE & TM mode with a  $12\mu\text{m}$  wide Y-junction. The TE contrast obtained (79 %) is lower than TM one (91 %) because the TE guidance is not as single-mode as TM one.

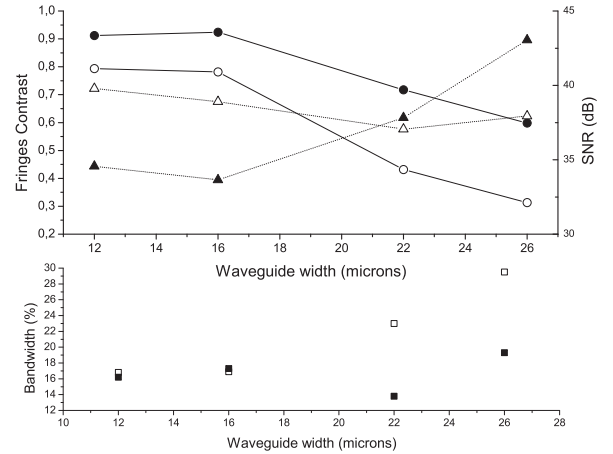


Fig. 2. Top : Contrast of fringes and SNR relative to waveguides width. Circles & solid lines correspond to contrast, and triangles & dotted lines to SNR. Bottom : Bandwidth relative to waveguides width (in both cases, TE : open symbol, TM : full symbol).

**Active junctions.** Firstly, we used a moving mirror as an external modulation to scan monochromatic fringes in the electrode-coated device. The monochromatic fringes measured in this way, for both polarizations, are given in fig. 3. The best rejection ratio obtained is around 2000, for TE polarization. As TM fringes are too close to the noise level, even below for some, it would not be relevant to measure their rejection ratio.

Both polarizations are guided and recombined but the TM mode is more leaky (especially in the bendings) than TE one since the birefringence obtained by Ti:diffusion is around three times lower for the ordinary index (related to TM in X-cut) than for the extraordinary index. Actually, we are working on optimizing this point by changing the way to induce the index modification in the LN bulk,

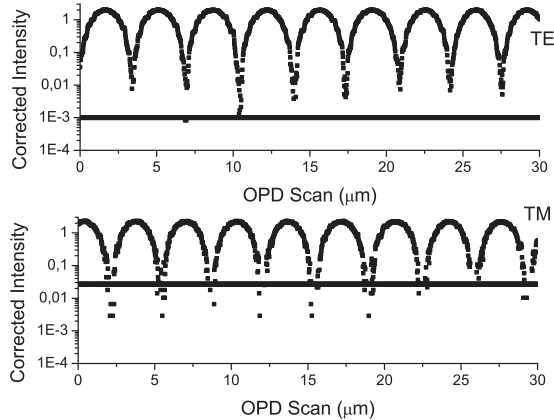


Fig. 3. Monochromatic fringes obtained by external modulation in TE & TM polarizations. Top : the bottom  $10^{-3}$  line corresponds to the noise level. Bottom : the 0.027 line corresponds to the noise level, which is comparatively higher than in the TE polarization.

using ultrafast laser photo-inscription [9].

**Internal modulation, monochromatic.** We finally studied onchip modification of OPD applying an electric field in the extraordinary direction of the crystal (Z axis,  $r_{33}$  of LN). A generator delivered a ramp of 40Vpp at  $f=1\text{Hz}$  on the electrodes. This transverse configuration allows to modulate the TE and TM modes respectively making use of the  $r_{33}$  and  $r_{13}$  electro-optic coefficients. The fig. 4 shows the modulation results in TE and TM mode.

The  $V_{\pi}$  voltage is measured by comparison with the external modulation. In our case, as our electrode is 2.6cm long, the  $V_{\pi} \cdot L_{\text{electrode}}$  is  $230\text{V} \cdot 2.6\text{cm}$  in TM mode and  $79\text{V} \cdot 2.6\text{cm}$  in TE mode. This result is in good agreement with the theory because  $V_{\pi\text{TM}} = 2.91 V_{\pi\text{TE}}$ , as expected for LN transverse modulators, where  $r_{33}$  is three times greater than  $r_{13}$ . These half-wave voltages are not competitive with other similar studies [5,10] but we are working on their optimisation by reducing the silica buffer thickness and the distance between the electrodes. However, its the first time to our knowledge that both TE and TM polarizations are modulated in the same device at this wavelength.

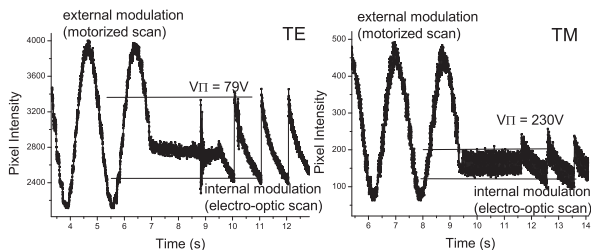


Fig. 4. External modulation & on-chip modulation in TE (left) & TM (right) mode with monochromatic light.

**Internal modulation, wide band.** On-chip modu-

lation of the fringes, in the wide band regime, was also obtained, showing that its possible to scan the central maximum, for both polarisations. However, as the  $V_{\pi}$  is yet too high, we were not able to scan the whole central packet, up to the first coherence length, with this simple function generator.

In conclusion, we have obtained for the first time simultaneous TE and TM onchip modulation in LiNbO<sub>3</sub> active Y-junctions. High bandwidth and rejection ratios are obtained, confirming the potential of this material for integrated optics applications in the field of stellar interferometry. Future work will address the problem of leakages for TM polarization, as well as optimisation of the electric-optical field interaction, by means of new technological developments. We are working on the improvement of the lithographic process in order to increase the overlap between applied electric field and optical mode.

## References

- [1] R. F. Knacke and W. Kraetschmer, A&A **92**, 281 (1980).
- [2] D. Sudarsky, A. Burrows, and I. Hubeny, The Astrophysical Journal **588**, 1121 (2003).
- [3] R. Visser, V. Geers, C. Dullemond, J.-C. Augereau, K. Pontoppidan, and E. van Dishoeck, A&A **466**, 229 (2007).
- [4] S. Heidmann, O. Caballero, A. Nolot, M. Gineys, T. Moulin, A. Delboulbé, L. Jocou, J.-B. L. Bouquin, J.-P. Berger, , and G. Martin, in *Proceedings SPIE 8071* (2011).
- [5] H.-K. Hsiao, K. Winick, J. Monnier, and J.-P. Berger, Optics Express **17**, 18489 (2009).
- [6] T. Kawanishi, T. Sakamoto, M. Tsuchiya, and M. Izutsu, in *Optical Communication, 2005. ECOC 2005. 31st European Conference on*, vol. 3 (2005), vol. 3, pp. 841–842 vol.4.
- [7] N. Grossard, B. Pedron, J. Hauden, and H. Porte, in *JNOG ME7* (2007), pp. 110–112.
- [8] V. C. du Foresto, G. Perrin, and M. Boccas, A&A **293**, 278 (1995).
- [9] A. Rodenas, G. Martin, B. Arezki, N. D. Psaila, G. Jose, A. Jha, L. Labadie, P. Kern, A. K. Kar, and R. R. Thomson, Optics Letters **37**, 392 (2012).
- [10] S. Heidmann, A. Delboulbé, T. Moulin, G. Ulliac, N. Courjal, and G. Martin, in *CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest*, O. S. of America, ed. (2011), p. JSIII2.5.

**Acknowledgments :** We would like to thank Agence Nationale de la Recherche, ANR-JC09-507107, for funding this project, and P. Kern as well as J.B. Le Bouquin for useful discussion and technical support.

## References

- [1] R. F. Knacke and W. Kraetschmer, “Infrared spectra of hydrated silicates, carbonaceous chondrites, and amorphous carbonates compared with interstellar dust absorptions,” *A&A* **92**, 281–288 (1980).
- [2] D. Sudarsky, A. Burrows, and I. Hubeny, “Theoretical spectra and atmospheres of extrasolar giant planets,” *The Astrophysical Journal* **588**, 1121–1148 (2003).
- [3] R. Visser, V. Geers, C. Dullemond, J.-C. Augereau, K. Pontoppidan, and E. van Dishoeck, “Pah chemistry and ir emission from circumstellar disks,” *A&A* **466**, 229–241 (2007).
- [4] S. Heidmann, O. Caballero, A. Nolot, M. Gineys, T. Moulin, A. Delboulbé, L. Jocou, J.-B. L. Bouquin, J.-P. Berger, , and G. Martin, “Two telescopes abcd electro-optic beam combiner based on lithium niobate for near infrared stellar interferometry,” in “Proceedings SPIE 8071,” (2011).
- [5] H.-K. Hsiao, K. Winick, J. Monnier, and J.-P. Berger, “An infrared integrated optic astronomical beam combiner for stellar interferometry at 3-4 $\mu$ m,” *Optics Express* **17**, 18489–18500 (2009).
- [6] T. Kawanishi, T. Sakamoto, M. Tsuchiya, and M. Izutsu, “High extinction ratio optical modulator using active intensity trimmers,” in “Optical Communication, 2005. ECOC 2005. 31st European Conference on,” , vol. 3 (2005), vol. 3, pp. 841–842 vol.4.
- [7] N. Grossard, B. Pedron, J. Hauden, and H. Porte, “Modulateur d’intensité linbo<sub>3</sub> à fort taux d’extinction,” in “JNOG ME7,” (2007), pp. 110–112.
- [8] V. C. du Foresto, G. Perrin, and M. Boccas, “Minimisation of fiber dispersion effects in double fourier stellar interferometers,” *A&A* **293**, 278–286 (1995).
- [9] A. Rodenas, G. Martin, B. Arezki, N. D. Psaila, G. Jose, A. Jha, L. Labadie, P. Kern, A. K. Kar, and R. R. Thomson, “Three-dimensional mid-infrared photonic circuits in chalcogenide glass,” *Optics Letters* **37**, 392–394 (2012).
- [10] S. Heidmann, A. Delboulbé, T. Moulin, G. Ulliac, N. Courjal, and G. Martin, “Active y-junctions in the mid-ir based on lithium niobate ti-diffused waveguides: Application to nulling interferometry,” in “CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest,” , O. S. of America, ed. (2011), p. JSIII2.5.

## Annexe B

## Annexe 2

Étude réalisée par Laurent Jocou (IPAG) afin de déterminer le meilleur compromis pour la lentille d'injection du banc v.3.





# Etude d'un montage bande L à 3 voies

LJ – 03/01/2012 – V1

## Montage proposé

Le montage proposé est basé sur une segmentation de la pupille par trois miroirs plans. Les miroirs doivent être biseautés pour couvrir la pupille au maximum et ainsi limiter les pertes de flux. Chaque miroir doit être monté sur une platine tip-tilt manuelle pour permettre de régler la séparation des spots pour l'injection dans le composant.

Par ailleurs de manière à moduler les franges, deux de ces miroirs doivent pouvoir se translater selon Z (avec des actuateurs piezos idéalement). La figure 1 considère des lentilles, mais ce document étudie les diverses optiques envisageables pour le montage.

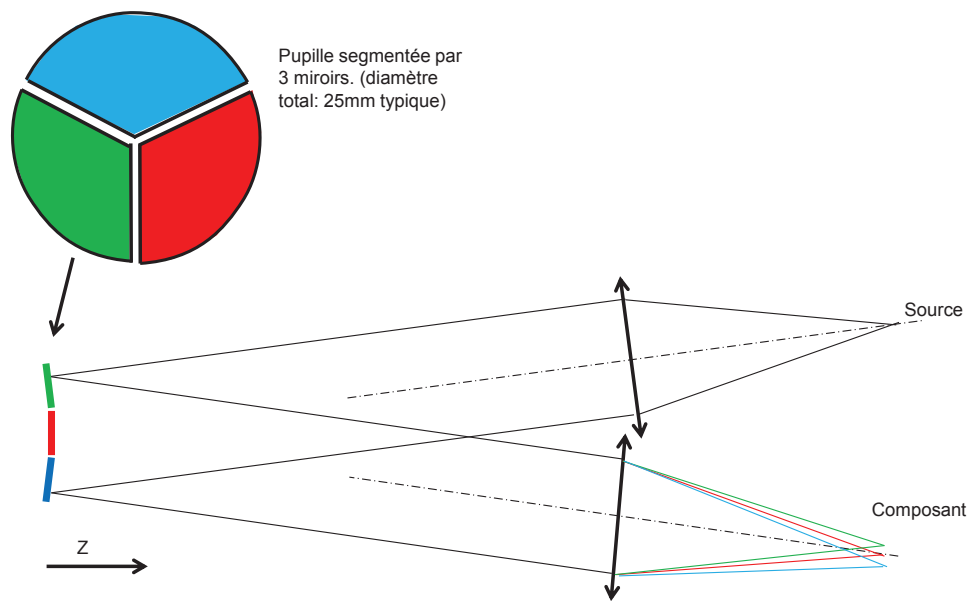


Figure 1 : Montage d'injection pour l'interféromètre 3T bande L

Ainsi trois optiques sont étudiées :

- Parabole hors d'axe
- Lentille plan convexe
- Lentille asphérique

## Optique de focalisation

### Parabole off axis

Modèle Pioner (Dia. 25mm, efl=64mm) – coût : 700€/parabole

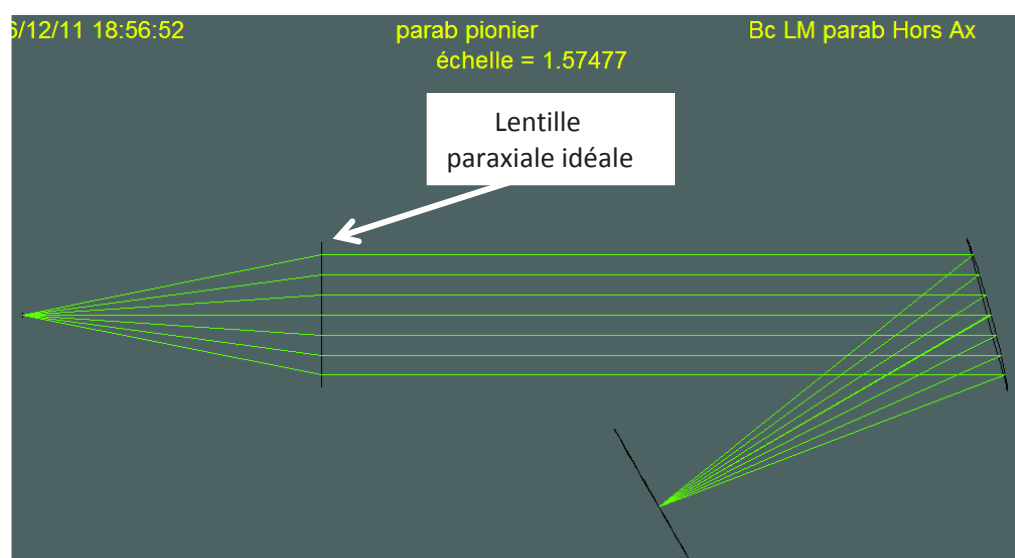


Figure 2 : Tracé de rayons de la parabole off axis. Le faisceau collimaté est obtenu avec une lentille « idéale » qui n'engendre aucun défaut.

Ouv	Centre de champ		Bord de champ (250μm)		Strehl ratio Centre/bord (%)
	80% énergie (μm)	100% (μm)	80% énergie (μm)	100% (μm)	
F/3	0	0	17	25	1/0.56
F/4	0	0	12	20	1/0.87

Tableau 1 : Qualité d'image obtenue avec la parabole hors axe

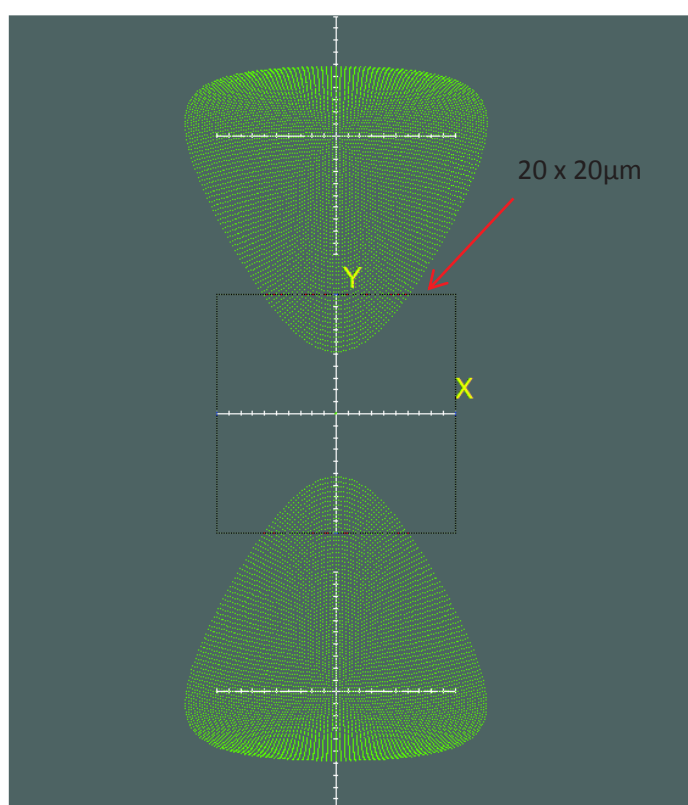


Figure 3 : Spot diagramme obtenu au centre et bord de champ (champ: 0.25mm) - F/3

## Lentille Plan convexe ZnSe

Deux lentilles sont étudiées, une focale 25, la seconde focale 50mm.

**Lentille implantée : Thorlabs LA 7542 ZnSe - Focale : 25mm – ouv : 25mm (200 €)**

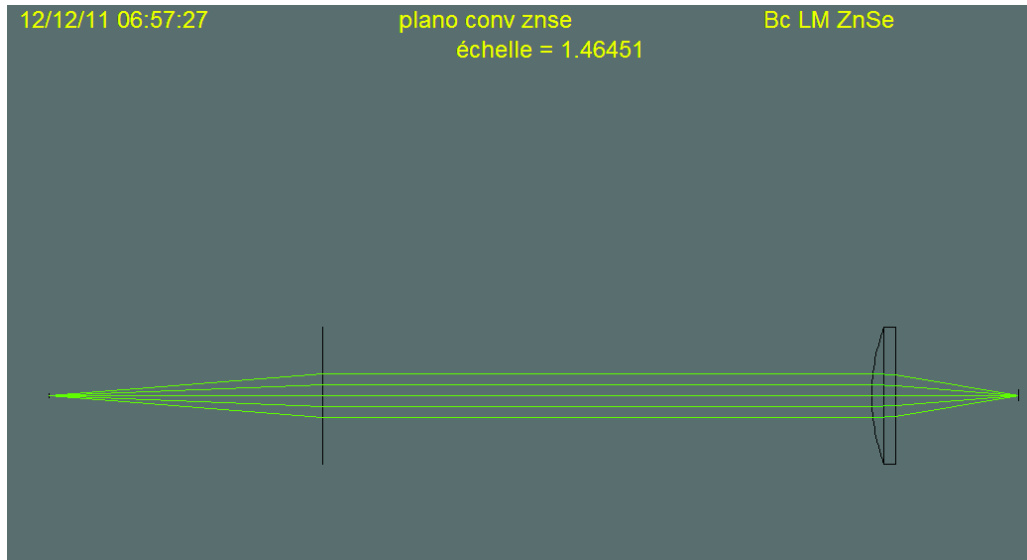


Figure 4 : Montage lentille plan convexe foc : 25mm

Ouv	Centre de champ		Bord de champ (250µm)	
	80% énergie (µm)	100% (µm)	80% énergie (µm)	100% (µm)
F/3	48	100	-	-
F/4	20	40	-	-

Tableau 2 : Qualité d'image obtenue avec une lentille plan convexe F=25mm ( $\lambda=3.7\mu\text{m}$ )

**Lentille implantée : Thorlabs LA 7656 ZnSe - Focale : 50mm – ouv : 25mm ( 200 €)**

Ouv	Centre de champ		Bord de champ (250µm)	
	80% énergie (µm)	100% (µm)	80% énergie (µm)	100% (µm)
F/3	>40µm	>80µm	>40µm	>80µm
F/4	20	40	20	40

Tableau 3 : Qualité d'image obtenue avec une lentille plan convexe F=50mm ( $\lambda=3.7\mu\text{m}$ )

## Lentille Plan Convexe Asphérique

**Lentille implantée : Thorlabs LA 72550-E ZnSe - Focale : 50mm – ouv : 25mm (696 €)**

Lambda : 3.7 $\mu$ m

	Centre de champ		Bord de champ (250 $\mu$ m)		Strehl Ratio
Ouv	80% énergie ( $\mu$ m)	100% ( $\mu$ m)	80% énergie ( $\mu$ m)	100% ( $\mu$ m)	Centre/bord (%)
F/2.8	-	<1	4,6	8	1/0.92
F/3	-	<1	3.7	6	1/0.95
F/4	-	<1	2	5	1/0.99

Tableau 4 : Qualité d'image obtenue avec une lentille asphérique F=50mm ( $\lambda$ =3.7 $\mu$ m)

Ouverture : F/3

	Centre de champ		Bord de champ (250 $\mu$ m)		Strehl Ratio
Lambda ( $\mu$ m)	80% énergie ( $\mu$ m)	100% ( $\mu$ m)	80% énergie ( $\mu$ m)	100% ( $\mu$ m)	Centre/bord (%)
3.4	11	18	12,5	20	0.87/0.78
3.7	-	<1	3.7	6	1/0.92
4	9.3	17	9.6	18	0.92/0.86

Tableau 5 : Qualité d'image obtenue avec une lentille asphérique (Ouv : F/3)

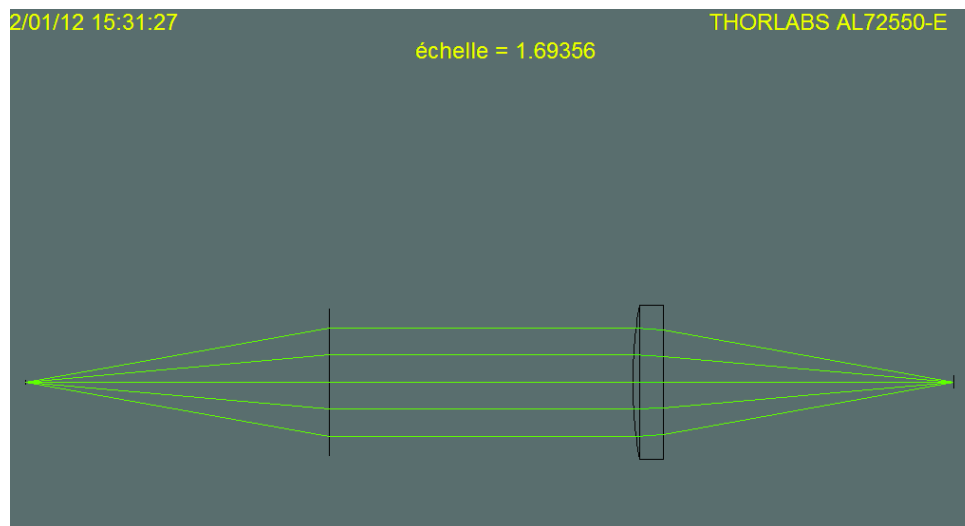


Figure 5 : Montage avec lentille asphérique

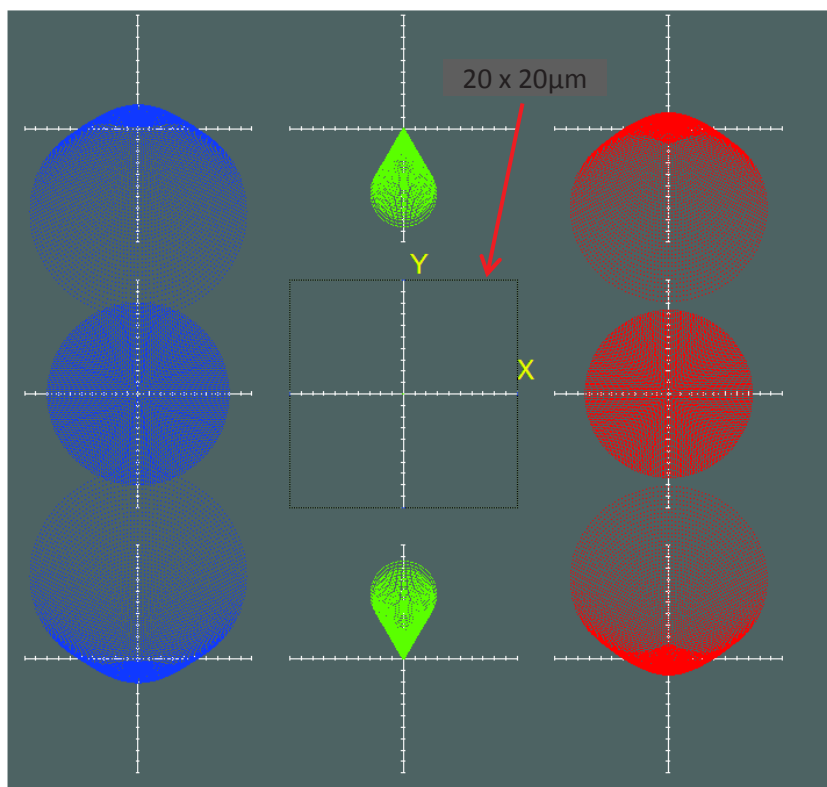


Figure 6 : Spots diagramme pour les trois longueurs d'onde : 3.4, 3.7 et 4 $\mu$ m et dans le champ (champ :0.25mm) - ouverture : F/3

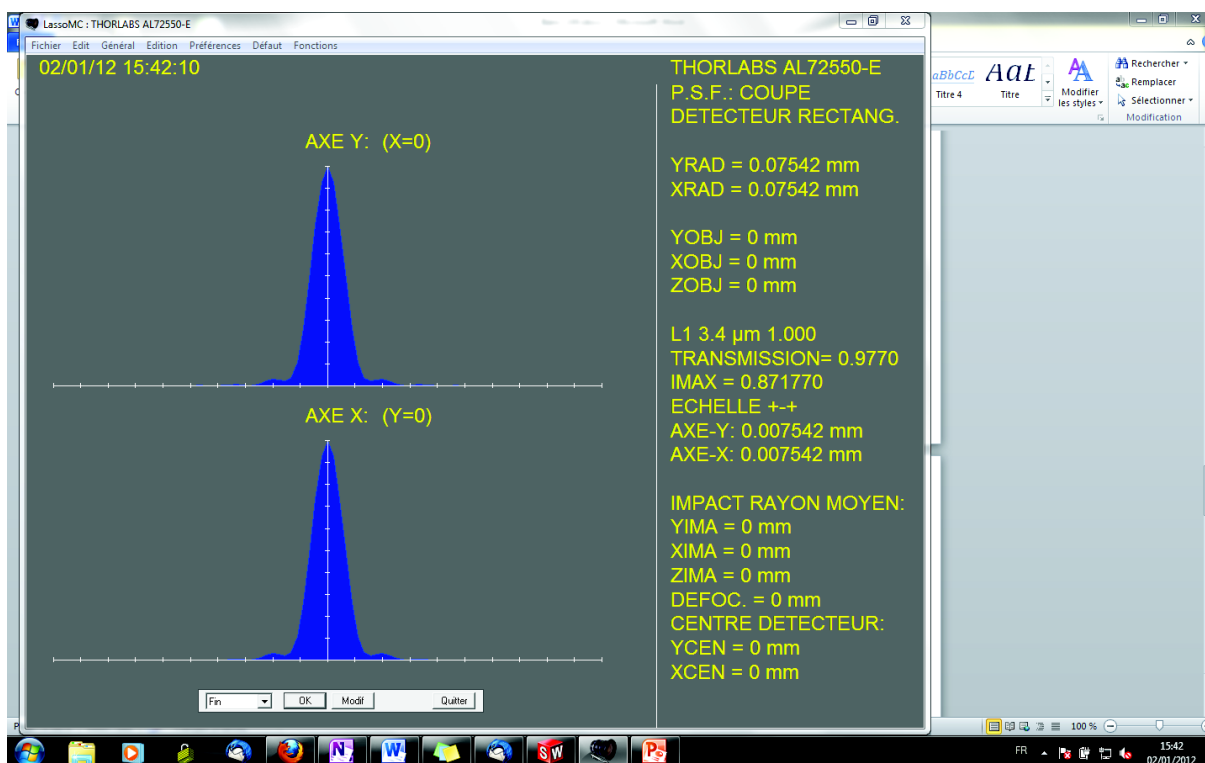


Figure 7 : coupe de la PSF à  $\lambda=3.4\mu$ m en bord de champ (cas le pire). On voit que même dans ce cas, la tâche d'airy n'est que peu affectée par la qualité d'image.

## Conclusion

---

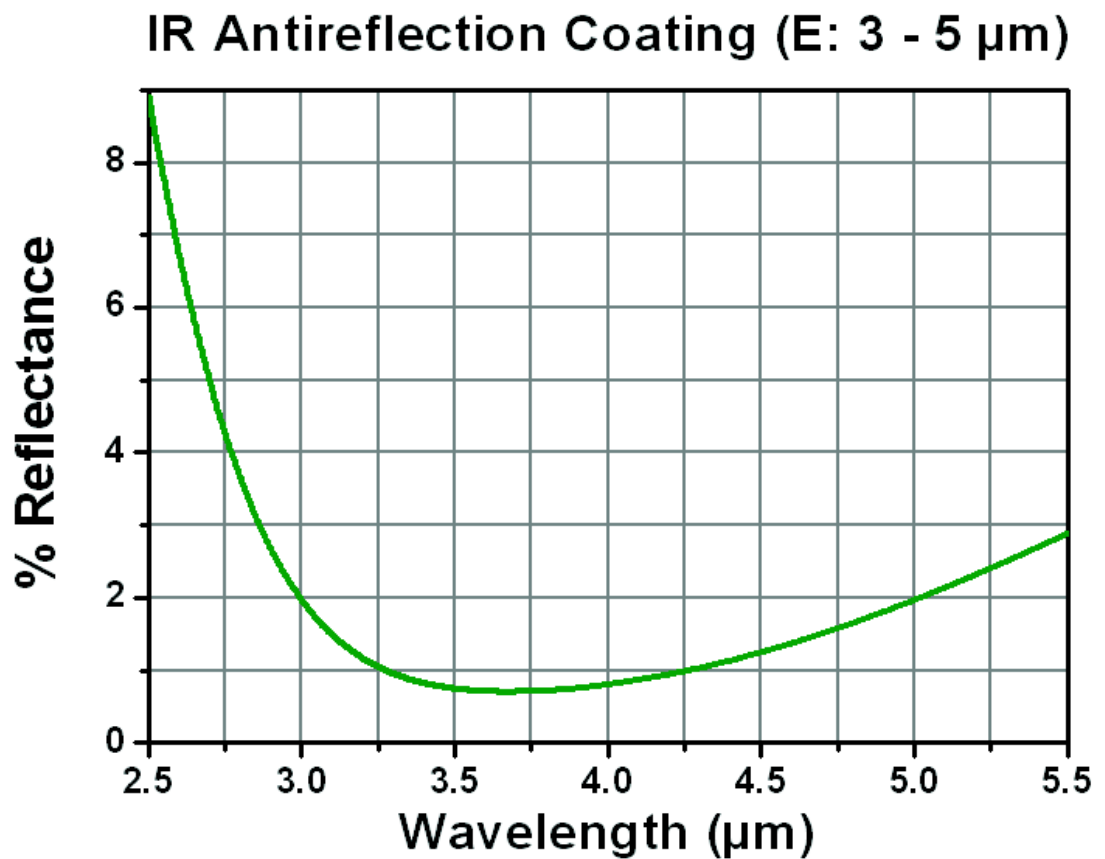
Système	Avantages	Inconvénients
Parab hors axe	<ul style="list-style-type: none"><li>- Achromatique</li><li>- Qualité d'image (QI) au centre</li></ul>	<ul style="list-style-type: none"><li>- QI en bord de champ</li><li>- Commodité de réglage</li></ul> Optoméca plus complexe
Plan convexe	<ul style="list-style-type: none"><li>- Montage et réglage simple</li></ul>	<ul style="list-style-type: none"><li>- Qualité d'image</li></ul>
Aspherique	<ul style="list-style-type: none"><li>- Montage et réglage simple</li><li>- Qualité d'image</li></ul>	<ul style="list-style-type: none"><li>- Nécessiterait un re-réglage en cas d'extension en <math>\lambda</math></li></ul>

## Annexe :

---

### Performance du traitement AR de la lentille asphérique ZnSe

---



## Annexe C

## Annexe 3

Simulations, réalisées par Alain Morand (IMEP-LAHC) afin d'étudier la diffusion des plots d'or et des sillons vers le superstrat dans le cadre de la réalisation d'un SWIFTS en bande L.





DIFFRACTION PAR UNE DISCONTINUITÉ (PLOT OU SILLON) SUR LE GUIDE DROIT RÉALISÉ SUR  
NIOBATE DE LITHIUM

CALCULS ALAINS MORAND.

1-ANALYSE DE LA DIFFRACTION DES PLOTS D'OR :

La structure analysée avec l'AFMM est la suivante :

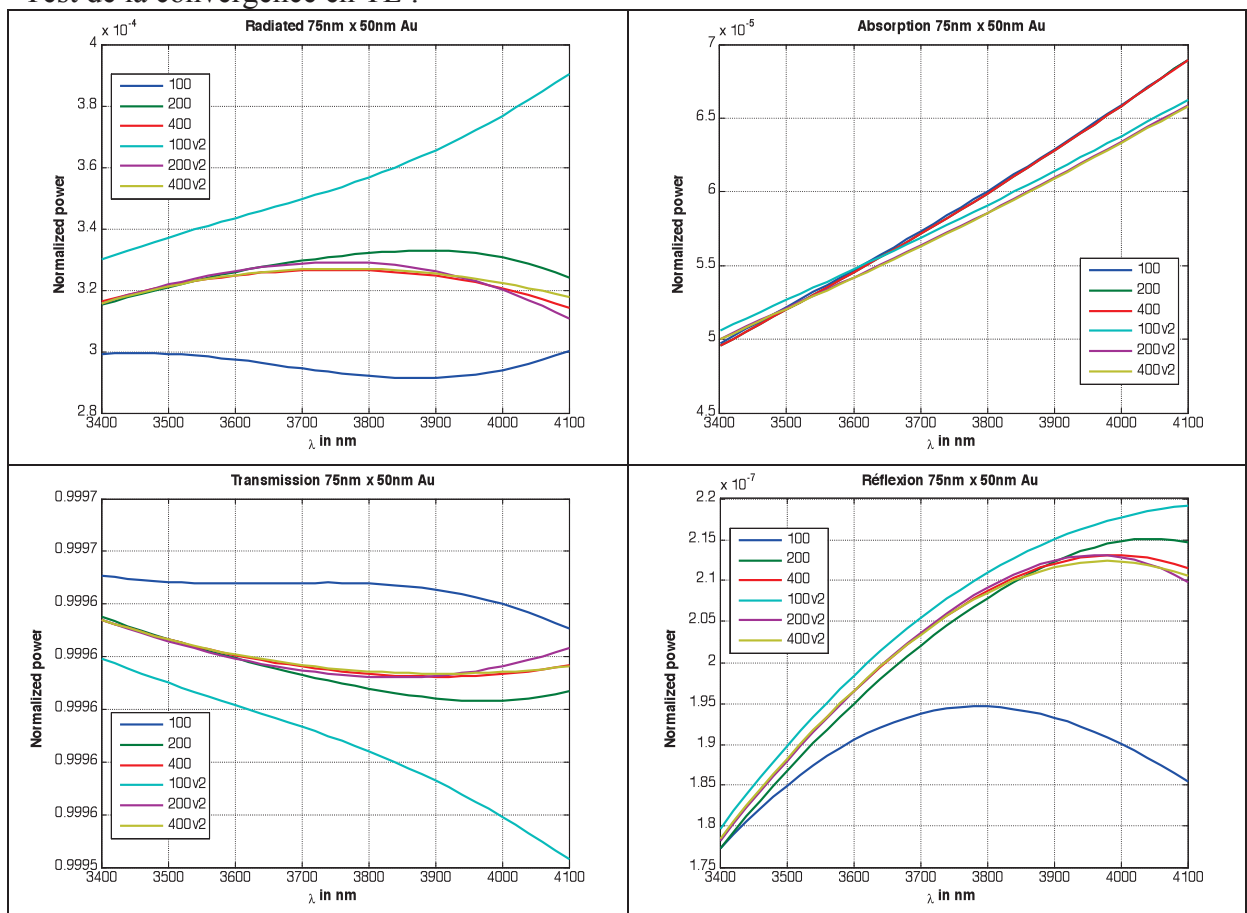
- substrat niobate de lithium (prise en compte de la dispersion)  
 $n_1 = 2.18125 + 0.04604 ./ (\lambda * 1e6) .^2 - 0.00106 ./ (\lambda * 1e6) .^4$ ;  
avec  $\lambda$  en m
- guide avec  $d_{no} = 1.5e-2$ ;
- plot métallique avec une épaisseur de 50nm et une longueur de 75nm sur la surface du guide

Paramètres de l'AFMM :

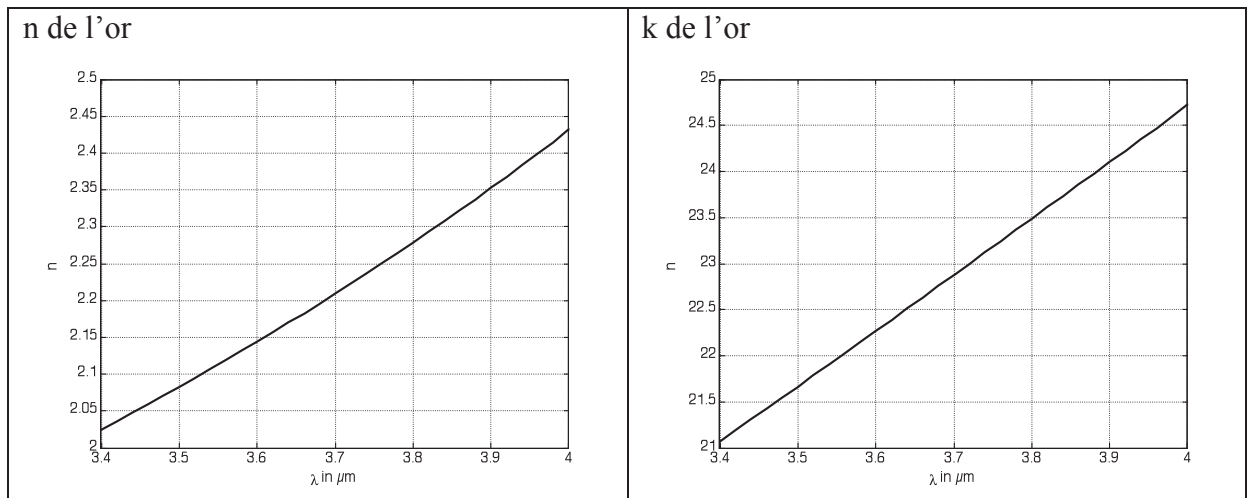
- épaisseur substrat :  $2\mu\text{m}$  en TM et  $1.1\mu\text{m}$  en TE ou  $2.1\mu\text{m}$  en TE (v2)
- épaisseur superstrat :  $2\mu\text{m}$  en TM et  $1.1\mu\text{m}$  en TE ou  $2.1\mu\text{m}$  en TE (v2)
- épaisseur cœur :  $1\mu\text{m}$
- $q_z = 2\mu\text{m}$
- pml : 1-i
- $N_z = 1000$  : sur dz en TE et sur le plot en TM

1) Analyse de la diffraction du plot dans l'air :

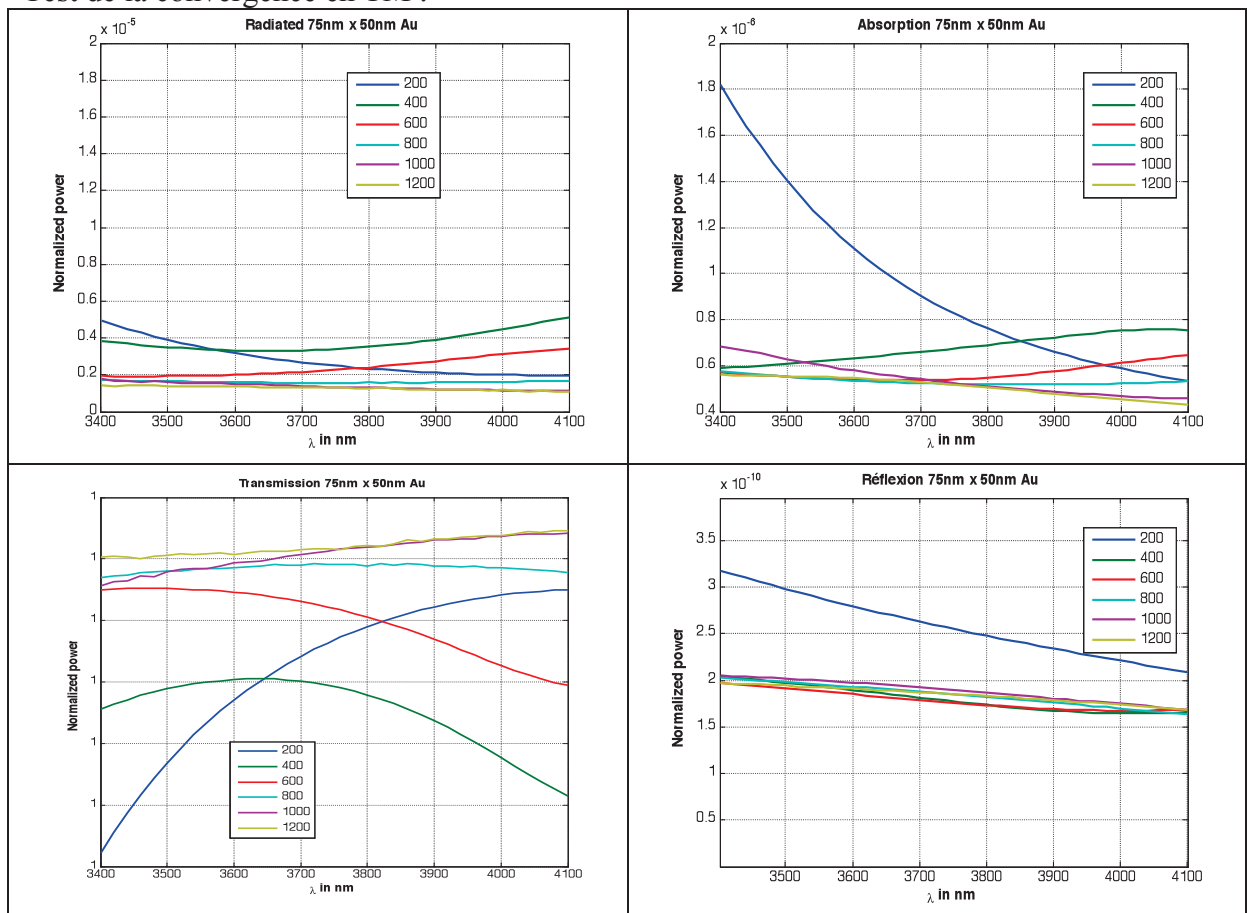
Test de la convergence en TE :



L'utilisation de l'or dans l'infra-rouge donne des valeurs d'indices de réfraction très élevés. Les fronts montants sont plus difficiles à simuler en série de Fourier. Il faut donc plus d'harmoniques et la convergence est plus lente. On remarque très bien qu'avec 100 harmoniques le résultat n'est pas bon du tout. En revanche avec 400 harmoniques, on atteint des valeurs correctes. A titre de comparaison, les guides en verre dans le visible de Teem nous permettent d'accéder en simulation à un niveau de radiation  $2.10^{-3}$  au lieu de  $3.10^{-4}$  ici. Je rappelle que cette valeur est le rayonnement total. Je ne donne pas la part de rayonnement allant dans le substrat ou le superstrat.



### Test de la convergence en TM :



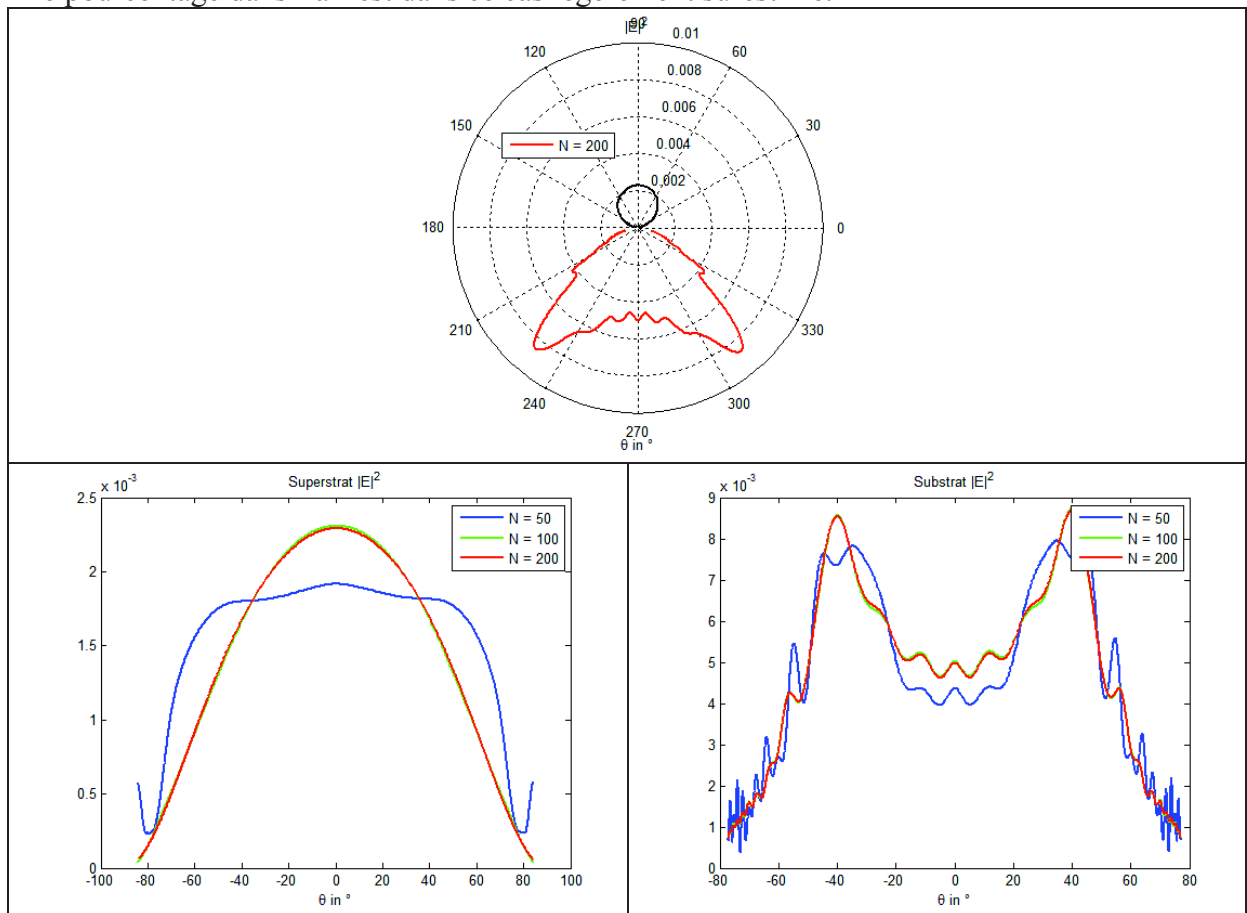
Le problème de convergence est encore plus prononcé en TM. Il faut utiliser un nombre d'harmoniques de 1000 pour atteindre une courbe stable. A titre de comparaison, les guides en verre dans le visible de Teem nous permettent d'accéder en simulation à un niveau de radiation  $1.10^{-3}$  au lieu de  $2.10^{-6}$  ici. Je rappelle que cette valeur est le rayonnement total. Je ne donne pas la part de rayonnement allant dans le substrat ou le superstrat. Dans ce cas, il n'y a pas de résonance plasmonique et le rayonnement en TM peut-être négligé par rapport au rayonnement en TE.

### Exemples de diagramme en TE dans l'air :

N=200

$\lambda=3.52\mu\text{m}$ , rayonnement dans le substrat 75.85% et rayonnement dans l'air 24.15%.

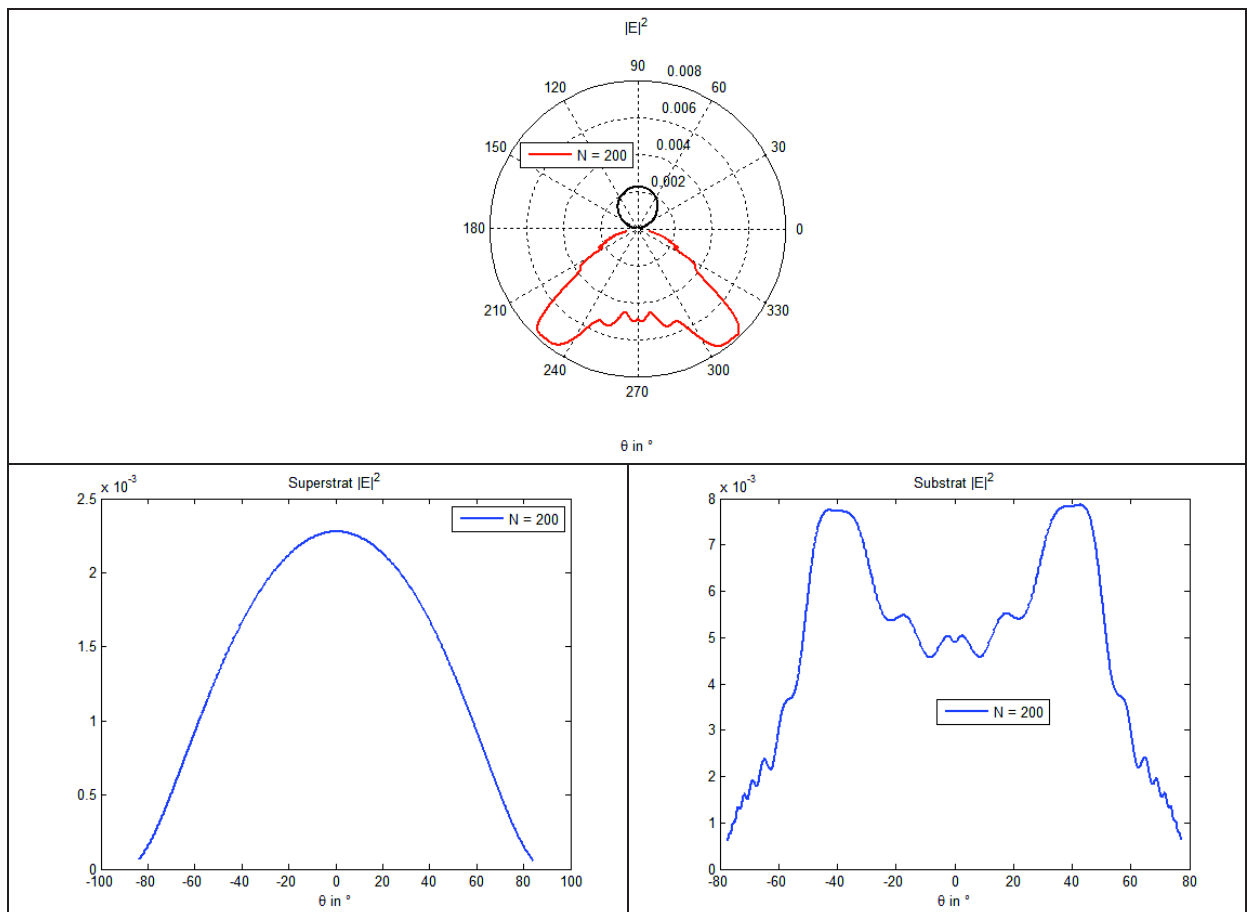
Le pourcentage dans l'air est dans ce cas légèrement surestimé.



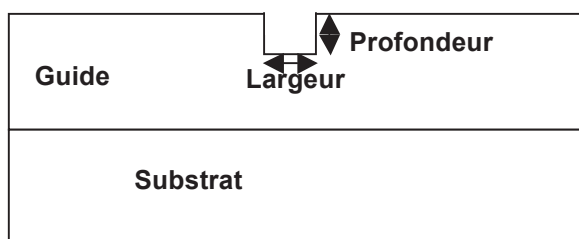
N=200

$\lambda=4.1\mu\text{m}$ , rayonnement dans le substrat 75.9% et rayonnement dans l'air 24.1%.

Le pourcentage dans l'air est dans ce cas légèrement surestimé.



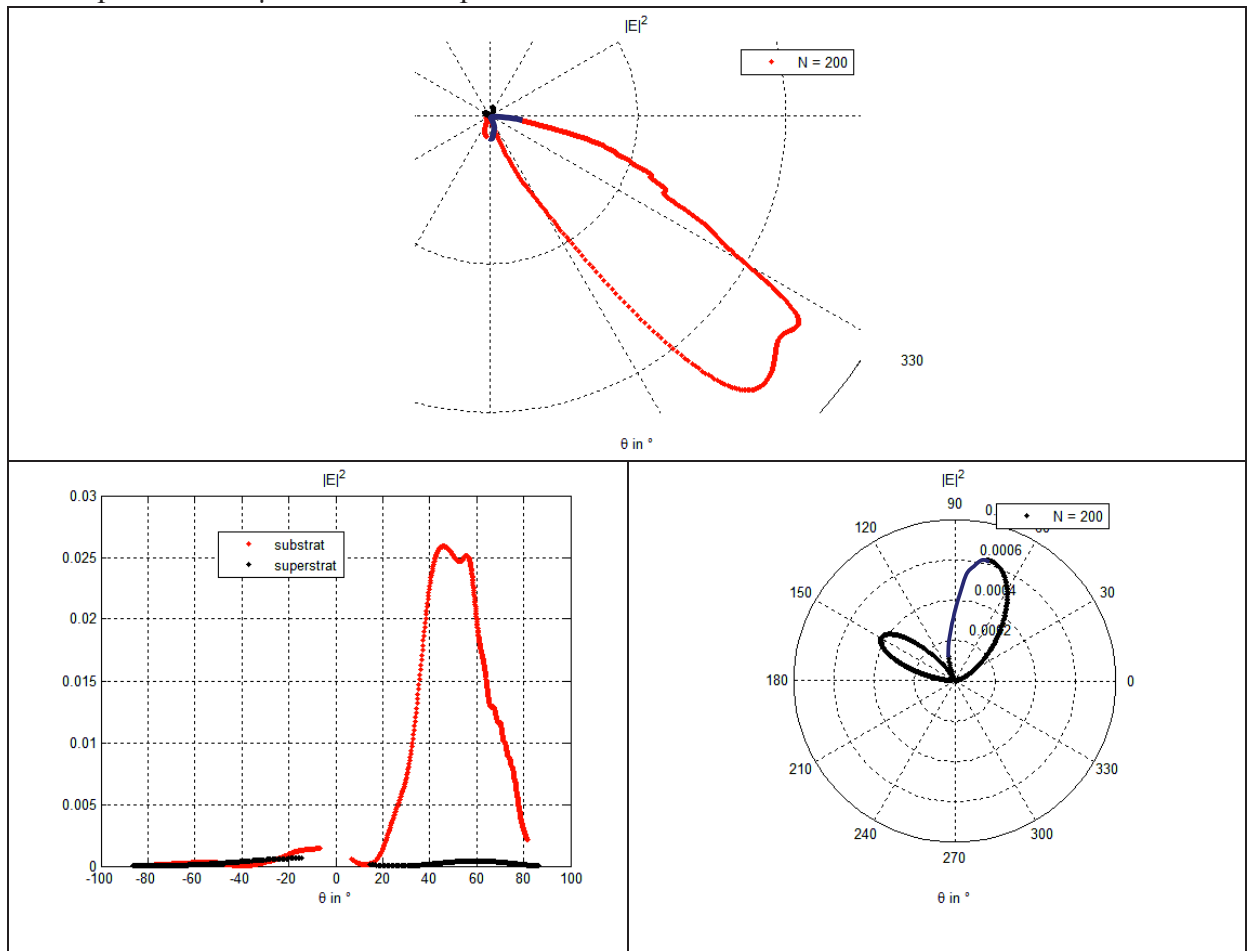
## 2-ANALYSE DE LA DIFFRACTION DES SILLONS



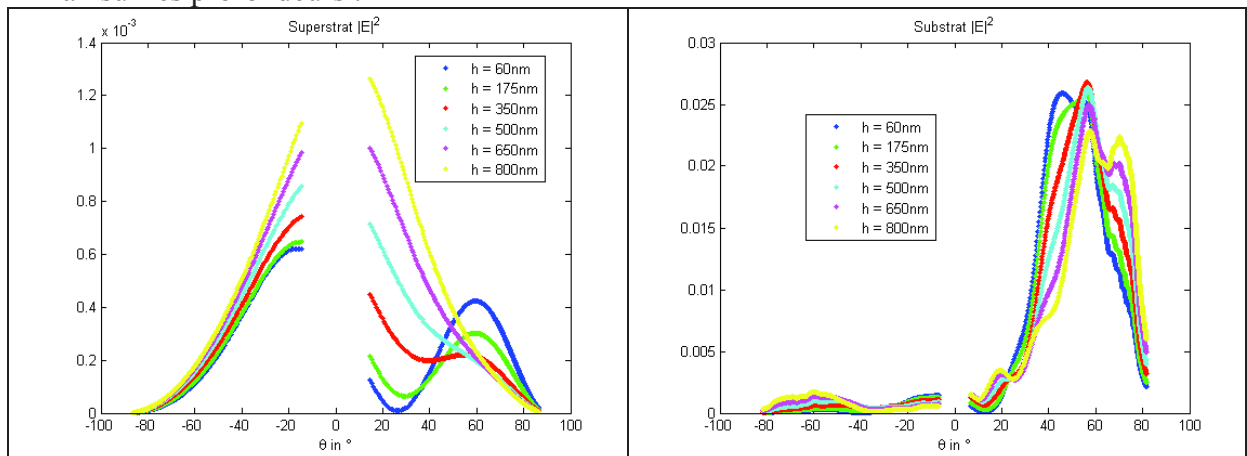
Différents fentes testées avec toute une largeur de  $2\mu\text{m}$ , en polarisation TE  
 $\lambda=3.52\mu\text{m}$  et  $\lambda=4.1\mu\text{m}$ .

Profondeur en nm	Part dans le substrat (%)	Part dans le superstrat (%)
60	95.563	4.437
175	95.563	4.437
350	94.626	5.474
500	93.247	6.753
650	91.683	8.317
800	90.228 91.947	9.772 8.053

Exemple à  $\lambda=3.52\mu\text{m}$  et 60nm de profondeur:



Bilan sur les profondeurs :



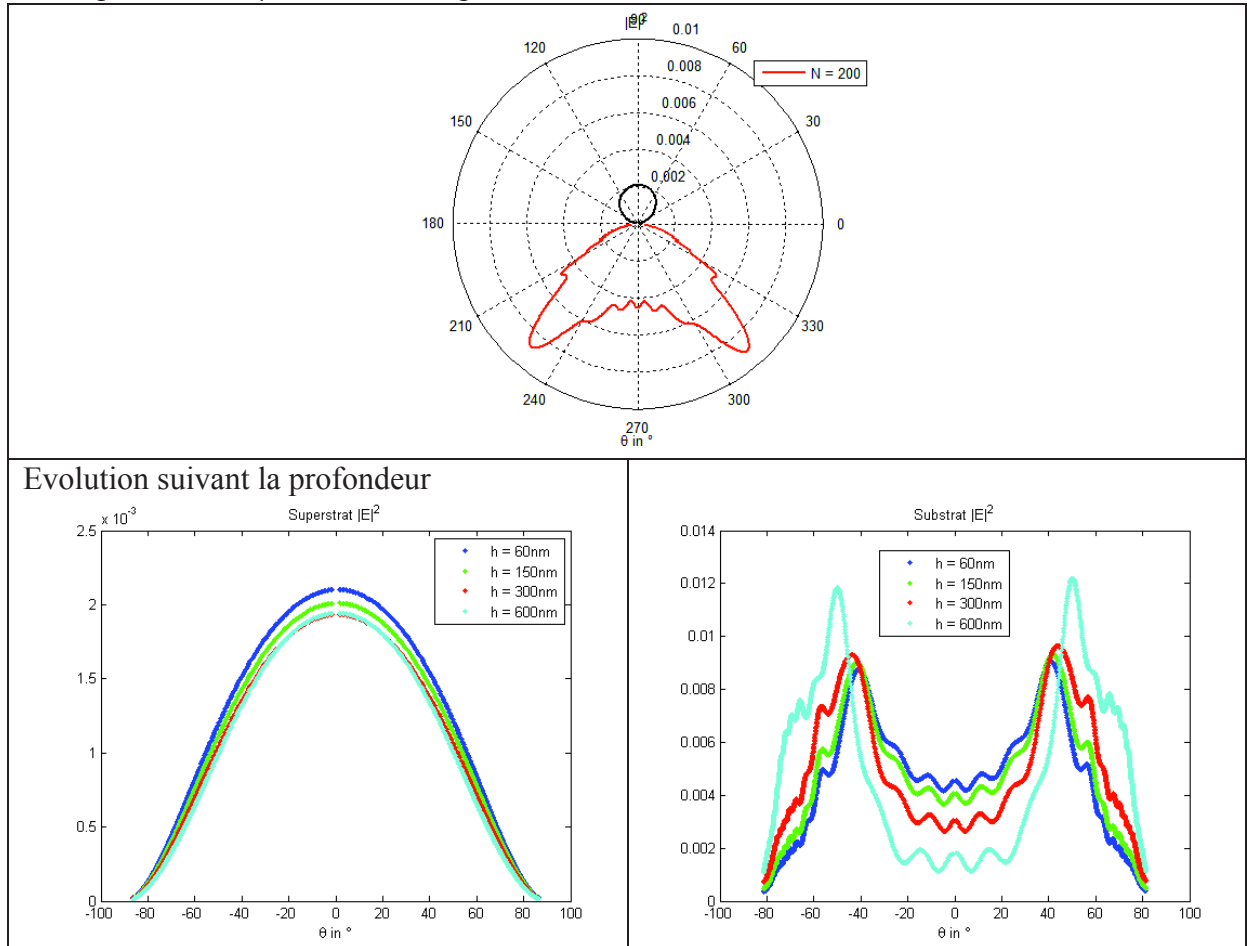
Le passage coupé se fait de manière continue mais il n'est pas pris en compte dans la simulation.

- Le rayonnement devient de plus en plus directif avec la profondeur
- La part rayonnée vers le superstrat augmente avec la profondeur

Différents fentes testées avec toute une largeur de 100nm, en polarisation TE  
 $\lambda=3.52\mu\text{m}$  et  $\lambda=4.1\mu\text{m}$ .

Profondeur en nm	Part dans le substrat (%)	Part dans le superstrat (%)
60	77.994 77.807	22.006 22.193
150	79.191 78.877	20.809 21.123
300	80.278 79.936	19.722 20.064

Exemple à  $\lambda=3.52\mu\text{m}$  et 60nm de profondeur:



Les résultats semblent donner des choses qui ne sont pas trop éloignés du cas du plot métallique. Ceci est peut être une bonne voie à suivre, puisque l'on évite les pertes induites par le plot métallique, ainsi que les effets dus à la résonance plasmonique en TM.

- La directivité du rayonnement reste constante avec la profondeur
- La part rayonnée vers le superstrat diminue avec la profondeur. L'asymétrie semble être l'origine de cette diffraction.

## Annexe D

## Annexe 4

Caractérisation d'un 2TABCD réalisé par *Photline* en bande H. Ces résultats ont été présenté lors de la conférence SPIE Optics + Optoelectronics de Prague en 2011 [69].





# Two Telescopes ABCD electro-optic beam combiner based on Lithium Niobate for near infrared stellar interferometry

S. Heidmann, O. Caballero, A. Nolot, M. Gineys, T. Moulin, A. Delboulbé, L. Jocou, J.-B. Le Bouquin, J.-P. Berger and G. Martin.

UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG)  
UMR 5274, Grenoble, F-38041, France

Lithium Niobate (LN) based electro-optic modulators are well known in the optical communications field, due to their high bandwidth and deep rejection ratio [1]. These performances could be used in the field of astronomy for stellar interferometry in the mid-infrared domain [2]. With our partners from Photline Technologies, we have conceived, developed and characterized a 2T ABCD [3] beam combiner in the near-infrared ( $1.5\mu\text{m}$ , the H-band in astrophysics). The modulation scheme, presented below in Figure 1, allows to determine the fringe characteristics in a single shot measurement, without the need to externally scan the optical phase delay. Fine adjustment of the relative phase can be achieved using the electro-optic properties of the lithium niobate waveguides. In particular, the phase on each output can be electrically controlled and locked by using appropriate electrodes. These devices have to ensure modal filtering to reject optical aberrations of the wavefront and thus optimize the fringes contrast, which means that they have to be single mode through all the spectral range of interest. This also means that the couplers should be achromatic and balanced in order to optimize the fringe contrast. We will present results on global transmission, performance of the couplers and the electro-optic behavior of the device using monochromatic as well as wide spectral sources in the H-band.

**Keywords:** Lithium Niobate, integrated optics, infrared waveguides, beam combination, ABCD concept, modal filtering, electro-optic modulation, stellar interferometry.

One of the main activities in Astronomy is the detection of exoplanets and the study of planet formation inside the dusk disk around a host star. In order to allow detection within the disk, infrared observations are a good option since they give access to cool matter studies, where optical (visible) observation is blocked by the absorption of interstellar dust. Recently, increasing interest for long base interferometry has bred the need for mid-IR integrated beam combiners [2]. The technique has reached, a technical maturity level that opens new avenues for numerous astrophysical topics requiring milli-arc-second model-independent imaging. The Very Large Telescope Interferometer (VLTI) will be progressively equipped with instruments able to combine four telescopes and above, and recent publications present result and characterization of 4T integrated beam combiners [4, 5]. The device presented here has two inputs in 2T ABCD combination scheme, but is active in the sense that the phase of the different outputs, and in particular their relative phase, can be electrically controlled in situ and at high frequency ( $>1\text{MHz}$ ). Optical Phase Delay (OPD) induced by the atmosphere fluctuations could be compensated directly on the component, and in the case of a space observation (space balloon for example), the gain in terms of weight and stability would be significant.

## 1. 2T ABCD CONCEPT & TECHNOLOGY

### 1.1 Concept

As said before, the 2T ABCD is a beam combiner able to provide the fringe characteristics in a single shot measurement, if well balanced. It has two inputs, four outputs and several electrodes that have different functions.

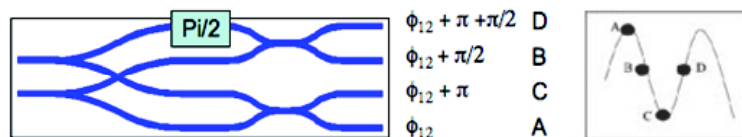


Fig 1. Overview of the component function. To ensure a good fringe characterization, the phase delay between A, B, C & D points have to be exactly  $\pi/2$ .

The figure 1 shows the 2T ABCD principle. The four outputs reveal the four key points of the interference fringe between the inputs, each shifted in phase of  $\pi/2$  relative to the previous one.

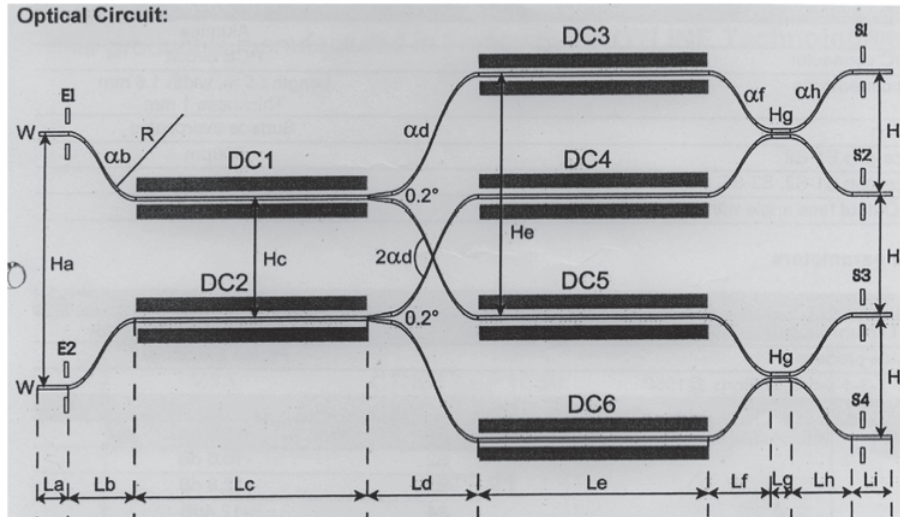


Figure 2. Detailed view of the device. Electrodes DC1 & DC2 allows for shifting simultaneously the four A, B, C & D outputs by scanning the OPD between the two inputs, while DC4 allows for adjusting the relative phase delay between A&C respective to B&D (Assuming that A = S1, B = S3, C = S2 and D = S4).

The device can be electrically controlled by applying tension on electrodes. This tension, applied on electrodes on both sides of the waveguide generates a variation of the refractive index, thus the optical path length consequently. In that way applying, a tension ramp on DC1 means scanning the OPD between the two inputs resulting on a simultaneous shift of the ABCD outputs on the fringes. In the same way, applying a tension on DC4 allows for adjusting the phase delay between the A&C relative to B&D output couples.

## 1.2 Technology

The device has been realized in Lithium Niobate by our partners from Photline using proton exchange, so only one polarisation is guided while the other is radiated out into the bulk. Lithium Niobate was chosen for its good transparency in the band of interest and for its well-known electro-optic efficiency. Moreover, this efficiency could be increased with photonic crystals [6]. This technology allows for building single mode guides around  $1.55 \mu\text{m}$ , which is compulsory to perform modal filtering and increase the fringe contrast.

## 2. MONOCHROMATIC STUDY

To ensure a monochromatic characterization, we use  $1.55 \mu\text{m}$  laser light. A fibered X-coupler allows the beam separation and to inject the light in the two inputs of the 2T ABCD. The two arms of the injection system are balanced in flux. The injection into the inputs is performed using a V-Groove, and the outputs are monitored simultaneously with a one dimension PbSe array.

## 2.1 Results scanning the OPD with DC1

To perform the measurement of the fringes, we use a tension ramp delivered by a function generator. The characteristics of the input signal are  $[20V_{pp}; 1Hz]$ . This allows internal scanning the OPD between the two inputs in situ. This voltage is applied on DC1, in order to shift simultaneously the ABCD outputs through the fringes and locate the nominal point, where A is at maximum, C is at minimum, and D and B are in a similar intensity state. The results are presented in figure 3 :

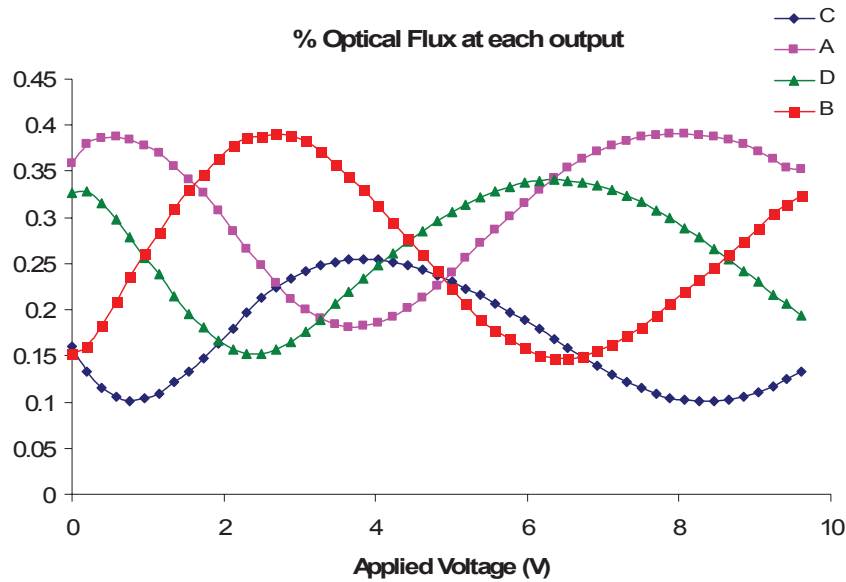


Fig 3. Normalized intensity of the outputs as a function of DC1 voltage. We can see that S1 and S2 are in phase opposition, so are S3 and S4.

As seen in the figure, the AC optimum is obtained at  $V=0.77V$ , whereas the BD optimum is obtained at  $V=0.96V$ . Thus, the coupler is slightly asymmetric, and this effect can be compensated using a differential voltage on the upper arms of the device (concerning only outputs B and D). We can also observe that although the device is symmetric in the A-C and B-D functions, different outputs are not equally compensated: minimum flux for C is 10% whereas for A it never goes below 17%. If well balanced, the average intensity of each output should be 25%, but A-C have an average intensity of 46% while B-D have 54%. Thus the contrast of the fringes is unbalanced too.

	S1	S2	S3	S4
Contrast	0.7080	0.7177	0.6716	0.6884

Table 1. Contrast of each output at  $\lambda=1.55\mu m$ .

## 2.2 Balancing the phase delay between A-C and B-D

The goal of this part is to balance the component in relative phase. As we said before, the device has electrodes able to adjust phase balance of the output couples. Thus, DC4 has been designed in order to shift A&C relatively to B&D. The figure below shows the B output phase difference relative to C as a function of applied DC4 voltage.

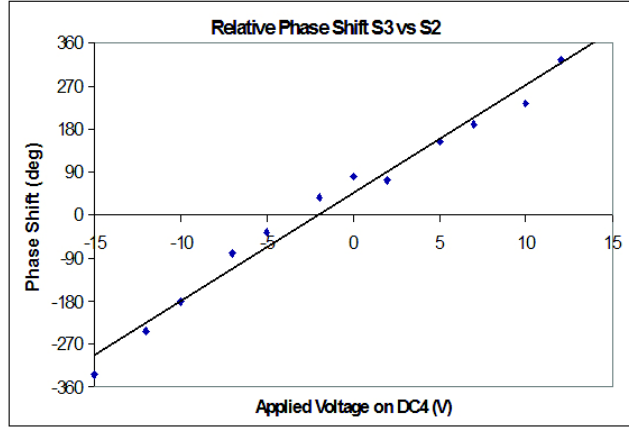


Figure 4. Phase Shift between S3=B and S2=C as a function of DC4 Voltage

The good balance is obtained for  $V_{DC4} = 2.5V$ . When this tension is applied on DC4 the phase difference between S3 and S2 is about  $\pi/2$ . We can note that the phase shift is a linear function of the applied tension for a  $4\pi$  range, as expected in a Pockels phase modulator.

### 3. POLYCHROMATIC STUDY

For the polychromatic part of the study, we used a white light bench [7] that allows for large scanning of the OPD between the two (and up to eight) inputs in passive beam combiners using piezo mounted mirrors that provide a  $50\mu m$  range run. In this case the OPD is scanned externally, and electro-optic effect of the beam combiner will be used to finely tune the relative phase shift between A-C and B-D outputs.

#### 3.1 Theoretical background

There are two entries, four outputs. We identify  $E1=A$  and  $E2=B$ , and the  $S1=A=I1$ ,  $S2=C=I2$ ,  $S3=B=I3$  and  $S4=D=I4$  (cf Fig. 2). Each output intensity is then given by:

$$I_j = \alpha_j^A A + \alpha_j^B B + 2\sqrt{\alpha_j^A A \cdot \alpha_j^B B} \cdot V_i \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{air} \cdot OPD + \Phi_j\right) \quad (1)$$

Where  $\alpha_j^{A,B}$  means the intensity coupling ratio on output j, respective to the total intensity on entry A or B.

$V_j$  is the visibility.

i is the datapoint giving the OPD.

$\Phi_j$  is the relative phase between the incoming fields that exit at output j (in principle, we have to verify that  $\Phi_1=\Phi_2+\pi$  and  $\Phi_3=\Phi_4+\pi$  and that  $\Phi_3=\Phi_1-\pi/2$  and  $\Phi_4=\Phi_1+\pi/2$ ).

With monochromatic light, fringes don't have coherence envelope so the fringes system can be expressed as :

$$I_i = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot V_i \cdot \cos(\Phi) \quad (2)$$

With polychromatic light, fringes are modulated by a sine cardinal function which depends on the coherence length of the source. With the photometry correction, and introducing a vertical offset to center the system on an average value of 1, we obtain for each spectral window j :

$$V_{i,j} \cos(\phi_{i,j}) = \frac{I_{i,j} - I_{1i,j} - I_{2i,j}}{2\sqrt{I_{1i,j}I_{2i,j}}} + 1 \quad (3)$$

### 3.2 Experimental Facts

The outputs are 1:1 imaged on a  $40 \times 40 \mu\text{m}^2$  square pixel matrix, so that the waveguide output is not resolved as its lateral dimension is below  $10\mu\text{m}$ . The scan is done for 40 wavelength channels (dispersed data), and the variable is the OPD ( $i=0\dots 512$  data). The wavelength window is (1930-1500) over 40 spectral channels, i.e. a wavelength step of  $10.75\text{nm}$ , so that the coherence length of the fringes is at minimum  $L_c(\lambda_{\min})=1500^2/10.75=209\mu\text{m}$  and  $L_c(\lambda_{\max})=1930^2/8.75=346\mu\text{m}$ . As the OPD scan is  $100\mu\text{m}$ , we are not supposed to see the envelope of the coherence length, when imaging the fringes of a single  $j$ -data (a unique spectral channel).

The corrected interferograms presented in figure 6 are computed, for each OPD position  $i$ , (cf equation 3) by adding the different spectral channels :

$$I_{\text{corr},i} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n V_{i,j} \cos(\phi_{i,j}) \quad (4)$$

with  $n = 40$

### 3.3 Coupling Ratios

The coupling ratios are measured by observing the outputs while injecting light in one input at the same time. The purpose of this measurement is to confirm or not the achromatism and the balance of the couplers relative to the wavelength. The results are presented below :

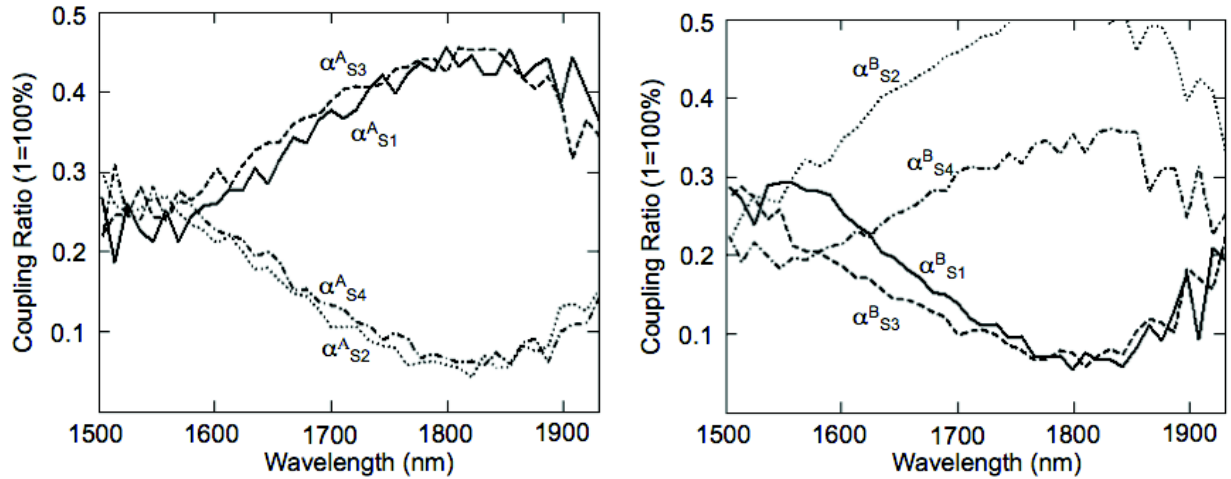


Figure 5. Coupling ratios relative to the wavelength for the two inputs. It's important to point out that the coupling ratios depend on the wavelength but not on the OPD. The second input (right graph) seems to be unbalanced.

We observe that the coupling coefficients vary with wavelength, but are independent of the OPD, since it only affects the global phase of the input field. In principle, the aim of the coupler is to distribute equally the intensity, so that we should have 25% of the intensity on each arm. This is observed when injecting on entry  $E1=A$ , between 1500-1550nm, but then, as the directional couplers are chromatic, the coupling coefficients vary. For the entry  $E2=B$ , the 25% balance is not respected, whatever the wavelength (but 1500nm is the best balance, as for entry  $E1=A$ ). Thus, there is an asymmetry about the two couplers that could be problematic.

### 3.4 Corrected Interferograms

Using the equations (3) and (4), we obtain the polychromatic fringes :

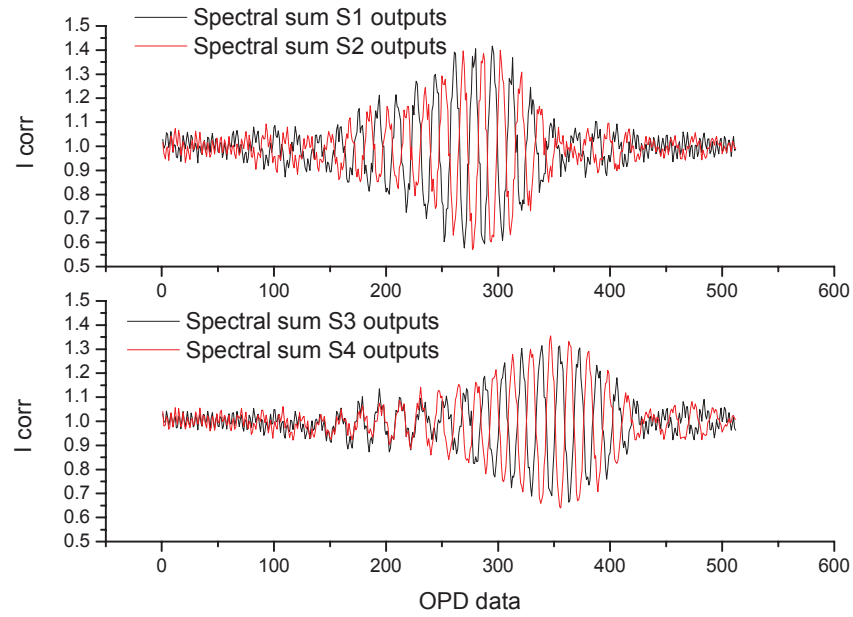


Figure 6. Corrected Interferogram for the four outputs in polychromatic light (1500-1930nm)

Whereas S1 and S2 have opposite-phases, S3 and S4 loose their phase opposition when the OPD increases relative to the central fringe. We think that it could be due to a chromatism of the coupling function. The asymmetric shape of the interferograms can come from the total dispersion that is not null.

Input	S1	S2	S3	S4
Contrast	0.421	0.421	0.329	0.359

Table 2. Polychromatic fringes contrast

### 3.5 2T ABCD function activation

As shown in section 2.2 in monochromatic light, the phase delay between the output couples A&C and B&D can be tuned by applying a tension on DC4. With the monochromatic setup, the tension needed to induce a phase shift of  $\pi$  ( $V_\pi$ ) has been measured by fitting the phase delay relative to  $V_{DC4}$ . We found  $V_\pi = 6.00V$ . The same measurement has been achieved with polychromatic light.

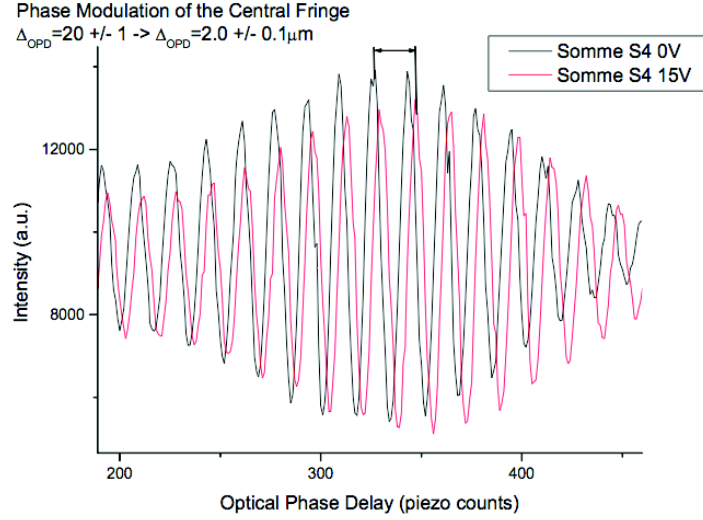


Figure 7. Two interferograms obtained by scanning the OPD and monitoring the output S4. We can see that the tension applied on DC4 shifts the envelope of the interferogram.

The figure 7 shows how the interferogram (output S4) is shifted by applying 15V tension on DC4. From this figure we can calculate  $V_{\pi} = 5.81\text{V}$ , which is in good agreement with the result obtained in the monochromatic study.

#### 4. CONCLUSION

These preliminary results are encouraging for applications in astronomical instruments, as recently achieved with passive Silica/Silicon beam couplers [5]. Improvement of these couplers in terms of achromaticity and dispersion, in particular using photonic crystals, and their potential on higher wavelengths (mid-IR) is currently under study. The fringe contrast obtained with our 2T ABCD is about 70% in monochromatic light and falls to 30% with a wideband source. Other teams achieved inactive devices reaching a contrast value from 80% in wideband to 100% in monochromatic signal [4]. Our low contrast values are probably due to asymmetrical dispersion of the couplers.

#### REFERENCES

- [1] Grossard, N., Pedrone, B., Hauden, J. and Porte, H. "Modulateur d'intensité LiNbO<sub>3</sub> à fort taux d'extinction", JNOG, ME7, p.110-112 (2007).
- [2] Hsiao, H.-K., Winick, K.A., Monnier, J.D. and Berger, J.-P. "An infrared integrated optic astronomical beam combiner for stellar interferometry at 3-4μm", Optics Express, Vol. 17 (21), pp. 18489-18500 (2009).
- [3] Shao, M., Colavita, M. M., Hines, B. E., Staelin, D. H. and Hutter, D. J. "The Mark III stellar interferometer" A&A, 193, 357 (1988).
- [4] Benisty, M., Berger, J.-P., Jocou, L., Labeye, P., Malbet, F., Perraut, K. and Kern P. "An integrated optics beam combiner for the second generation VLTI instruments" A&A 498, 601–613 (2009)
- [5] Berger, J.-P. , Zins, G. et al. "PIONIER: a visitor instrument for VLTI", Proceedings of SPIE, 7734-114, (2010).

[6] Roussey, M., Bernal, M.-P., Courjal, N., Van Labeke, D., Baida, F. I. and Salut, R. "Electro-optic effect exaltation on lithium niobate photonic crystals due to slow photons" *Applied Physics Letters* 89, 241110, (2006).

[7]Jocou, L. , "Ph.D. Thesis", CNAM, (2007).



# Bibliographie

- [1] R.P. Binzel. Definition of a planet : Prague 2006 iau resolutions. In *Minor Planet Bulletin*, 2006.
- [2] WGESp. [http ://www.dtm.ciw.edu/boss/definition.html](http://www.dtm.ciw.edu/boss/definition.html).
- [3] Michel Mayor and Didier Queloz. A jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, (378) :355–359, 1995.
- [4] J.-P. Beaulieu and al. Discovery of a cool planet of 5.5 earth masses through gravitational microlensing. *Nature*, (439) :437–440, 2006.
- [5] Paul Kalas. Optical images of an exosolar planet 25 light years from earth. *Science*, 322 :1345–1348, 2008.
- [6] [http ://exoplanet.eu/catalog/](http://exoplanet.eu/catalog/).
- [7] Olivier Demangeon, Marc Ollivier, Jean-Michel Le Duigou, Frédéric Cassaing, Vincent Coudé du Foresto, Denis Mourard, Pierre Kern, Tien Lam Trong, Jean Evrard, Olivier Absil, Denis Defrere, and Bruno Lopez. Potential of balloon payloads for in flight validation of direct and nulling interferometry concepts. In *Proc. SPIE 7734, Optical and Infrared Interferometry II*, 2010.
- [8] Absil, O., Defrère, D., Coudé du Foresto, V., Di Folco, E., Mérand, A., Augereau, J.-C., Ertel, S., Hanot, C., Kervella, P., Mollier, B., Scott, N., Che, X., Monnier, J. D., Thureau, N., Tuthill, P. G., ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Sturmman, J., Sturmman, L., and Turner, N. A near-infrared interferometric survey of debris-disc stars. *A&A*, 555 :A104, 2013.
- [9] Fabient Malbet and al. High precision astrometry mission for the detection and characterization of nearby habitable planetary systems with the nearby earth astrometric telescope (neat). *Experimental Astronomy*, 34 :385–413, 2011.
- [10] Noriaki Miura. Solar adaptive optics system and observations at the hida observatory. In *Imaging Systems Applications*, 2011.
- [11] A.-M. Lagrange, M. Bonnefoy, G. Chauvin, D. Apai, D. Ehrenreich, A. Boccaletti, D. Gratadour, D. Rouan, D. Mouillet, S. Lacour, and M. Kasper. A giant planet imaged in the disk of the young star  $\beta$  pictoris. *Science*, 329(5987) :57–59, 2010.
- [12] E. Serabyn and al. Science observations with the keck interferometer nuller. In *Advances in Stellar Interferometry*, volume 6268. SPIE, 2006.
- [13] R. K. Barry and al. Milliarcsecond n-band observations of the nova rs ophiuchi : First science with the keck interferometer nuller. *The Astrophysical Journal*, 677 :1253–1267, 2008.

- [14] S. Ragland, K. Ohnaka, L. Hillenbrand, S. T. Ridgway, M. M. Colavita, R. L. Akeson, W. Cotton, W. C. Danchi, M. Hrynevych, R. Millan-Gabet, and W. A. Traub. First keck nulling observations of a young stellar object : Probing the circumstellar environment of the herbig ae star mwc 325. *The Astrophysical Journal*, 126, 2012.
- [15] Marc Barillot, Pascal Courteau, Olivier Absil, Vincent Coudé du Foresto, and Mark Swain. Conceptual design of the aladdin antarctic nulling interferometer. In *Proc. SPIE - Advances in Stellar Interferometry*, volume 6268, 2006.
- [16] A. Leger, J. M. Mariotti, B. Mennesson, J. L. Puget, D. Rouan, and J. Schneider. Could we search for primitive life on extrasolar planets in the near future? - the darwin project. *Astrophysics & Space Science*, 241 :135–146, 1996.
- [17] Alain Leger, Tom Herbst, and al. Darwin mission proposal to esa. arXiv :0707, 2007.
- [18] C. A. Beichman, N. J. Woolf, and C. A. Lindensmith. The terrestrial planet finder (tpf) : a nasa origins program to search for habitable planets. 1999.
- [19] J. M. Le Duigou and al. Pegase : A free flying interferometer for the spectroscopy of giant exo-planets. In *Sixth International Conference on Space Optics*, 2006.
- [20] David T. Leisawitz, A. Baryshev, M. J. Griffin, F. P. Helmich, R. J. Ivison, S. A. Rinehart, G. Savini, and H. Shibai. Advancing toward far-infrared interferometry in space through coordinated international efforts. In *SPIE Proceedings Vol. 8860 - UV/Optical/IR Space Telescopes and Instruments : Innovative Technologies and Concepts VI*, 2013.
- [21] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, 7th edition, 1999.
- [22] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference, and Diffraction of Light*. Pergamon Press, 3rd edition, 1965.
- [23] O. Absil, R. den Hartog, P. Gondoin, Fabry, R. Wilhelm, P. Gitton, and F. Puech. Performance study of ground-based infrared bracewell interferometers - application to the detection of exozodiacal dust disks with genie. *A&A*, 2006.
- [24] Absil, O., den Hartog, R., Gondoin, P., Fabry, P., Wilhelm, R., Gitton, P., and Puech, F. Performance study of ground-based infrared bracewell interferometers. *A&A*, 527 :C4, 2011.
- [25] D. Defrère, O. Absil, R. Den Hartog, C. Hanot, and C. Stark. Nulling interferometry : impact of exozodiacal clouds on the performance of future life-finding space missions. *A&A*, 2009.
- [26] Aki Roberge, Christine H, Chen, Rafael Millan-Gabet, Alycia J. Weinberger, Philip M. Hinz, Karl R. Stapelfeldt, Olivier Absil, and Marc J. The exozodiacal dust problem for direct observations of exoearths. *PASP*, 124 :799–808, 2012.
- [27] B. Mennesson. *Interférométrie stellaire dans l'infrarouge thermique : observations d'environnements circumstellaires par optique guidée monomode et contributions à la mission spatiale darwin*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1999.
- [28] M. Ollivier. *Contribution à la recherche d'exoplanètes coronographie interférentielle pour la mission darwin*. PhD thesis, Université d'Orsay - Paris XI, 1999.

- [29] M. Ollivier, O. Absil, F. Allard, J.-P. Berger, P. Bordé, F. Cassaing, B. Chazelas, A. Chelli, O. Chesneau, Vincent Coudé du Foresto, D. Defrère, P. Duchon, P. Gabor, J. Gay, E. Herwats, S. Jacquino, P. Kern, P. Kervella, J.-M. Le Duigou, A. Léger, B. Lopez, F. Malbet, D. Mourard, D. Pelat, G. Perrin, Y. Rabbia, D. Rouan, J.-M. Reiss, G. Rousset, F. Selsis, P. Stee, and J. Surdej. Pegase : an infrared interferometer to study stellar environments and low mass companions around nearby stars. *Experimental Astronomy*, 2009.
- [30] O. Absil, V. Coudé du Foresto, Barillot, and M. R. Swain. Nulling interferometry : performance comparison between antarctica and other ground-based sites. *A&A*, 2007.
- [31] R. F. Knacke and W. Kraetschmer. Infrared spectra of hydrated silicates, carbonaceous chondrites, and amorphous carbonates compared with interstellar dust absorptions. *A&A*, 92(3) :281–288, 1980.
- [32] R. Visser, V.C. Geers, C.P. Dullemond, J.-C. Augereau, K.M. Pontoppidan, and E.F. van Dishoeck. Pch chemistry and ir emission from circumstellar disks. *A&A*, 466 :229–241, apr 2007.
- [33] D. Sudarsky, A. Burrows, and I. Hubeny. Theoretical spectra and atmospheres of extrasolar giant planets. *The Astrophysical Journal*, 588 :1121–1148, may 2003.
- [34] E. Serabyn. Interferometry in optical astronomy. In Pierre J. Léna and Andreas Quirrenbach, editors, *Proceedings of the SPIE*, volume 4006, pages 328–339, 2000.
- [35] V. Coudé du Foresto, G. Perrin, and M. Boccas. Minimisation of fiber dispersion effects in double fourier stellar interferometers. *A&A*, 293 :278–286, 1995.
- [36] Sébastien Vergnole. *Nouveaux interféromètres large bande pour l’imagerie haute résolution : interféromètre fibré hectométrique ; utilisation des Fibres à Cristaux Photoniques*. PhD thesis, Université de Limoges, 2005.
- [37] H. Hu, R. Ricken, and W. Sohler. Lithium niobate photonic wires. *Optics Express*, 17(26), 2009.
- [38] A. Leger, J.-L. Puget, J.-M. Mariotti, D. Rouan, and J. Schneider. *Space Science Reviews*, pages 74, 163. 1995.
- [39] Bertrand Mennesson, Marc Ollivier, and Cyril Ruilier. Use of single-mode waveguides to correct the optical defects of a nulling interferometer. *J. Opt. Soc. Am.*, 2002.
- [40] J.-M. Mariotti. *Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*, page 3. D.M. Alloin, 1988.
- [41] M. Ollivier and J.-M. Mariotti. Improvement in the rejection rate of a nulling interferometer by spatial filtering. *Appl. Opt.*, 36(5340), 1997.
- [42] Oswald Wallner, Walter R. Leeb, and Reinhold Flatscher. Design of spatial and modal filters for nulling interferometers. In *Proc. SPIE 4838, Interferometry for Optical Astronomy II*, pages 668–679, 2003.
- [43] M. Benisty, J.-P. Berger, L. Jocou, P. Labeye, F. Malbet, K. Perraut, , and P. Kern. An integrated optics beam combiner for the second generation vlti instruments. *A&A*, 498 :601–613, 2009.

- [44] Lucas Labadie. *Optique intégrée dans l'infrarouge thermique : application à l'interférométrie en frange noire pour la recherche des planètes telluriques*. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2005.
- [45] L. Labadie, G. Martin, N. C. Anheier, B. Arezki, H. A. Qiao, B. Bernacki, and P. Kern. First fringes with an integrated-optics beam combiner at  $10\mu m$ . a new step towards instrument miniaturization for mid-infrared interferometry. *AEAA*, 2011.
- [46] Romain Grille. *Caractérisation de composants de filtrage modal pour l'observation d'exoplanète par interférométrie annulante*. PhD thesis, Ecole Doctorale de Physique de Grenoble, 2009.
- [47] Guillermo Martin, Eric Anselm, Thibaut Seure, Thibaut Moulin, Alain Delboulbé, Laurent Jocou, Nadège Bodin Courjal, Olga Caballero, and José Olivares. Single-mode *linbo*<sub>3</sub>-based waveguides for l-band interferometry. In *Proc. SPIE 7013 - Optical and Infrared Interferometry*, 2008.
- [48] S. Lacour, L. Jocou, T. Moulin, P. R. Labeye, M. Benisty, J-P. Berger, A. Delboulbe, X. Hau-bois, E. Herwats, P. Y. Kern, F. Malbet, K. Rousselet-Perraut, and G. Perrin. Characterization of integrated optics components for the second generation of vlti instruments. *ArXiv :0808.1397v 1*, 2008.
- [49] D.L. Lee. *Electromagnetic principles of integrated optics*. 1986.
- [50] K. Nassau, H.J. Levinstein, and G.M. Loiacono. Ferroelectric lithium niobate. 2. preparation of single domain crystals. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 27 :989–996, 1966.
- [51] Min Jun Li, Marc de Micheli, Daniel Ostrowsky, and Michel Papuchon. Réalisation sur *linbo*<sub>3</sub> de guides d'ondes présentant une forte variation d'indice et de très faibles pertes. *Annales des Télécommunications*, 43 :73–77, 1988.
- [52] Guangyu Li, Tobias Eckhausea, Kim A. Winick, John D. Monnier, and Jean-Philippe Berger. Integrated optic beam combiners in lithium niobate for stellar interferometer. In *SPIE*, 2006.
- [53] Oswald Wallner, Walter R. Leeb, and Peter J. Winzer. Minimum length of a single-mode fiber spatial filter. *J. Opt. Soc. Am. A*, 19(12) :2445–2448, Dec 2002.
- [54] Stuart Shaklan and Francois Roddier. Coupling starlight into single-mode fiber optics. *Appl. Opt.*, 27(11) :2334–2338, Jun 1988.
- [55] Generation of titanium indiffused *linbo*<sub>3</sub> index profiles. *Kymata application notes*, A1998006, 1998.
- [56] F. Pockels. *Ueber den Einfluss des elektrostatischen Feldes auf das optische Verhalten piezoelektrischer Krystalle*. Abhandlungen der Gesellschaft der Wissenschaften, Göttingen, 1893.
- [57] S. A. Fedulov, Z.I. Shapiro, and P.B. Ladyzhenskii. *Kristallografiya*, 10(268), 1965.
- [58] A. A. Ballman. *J. Am. Ceram. Soc.*, 48(112), 1965.
- [59] R. S. Weiss and T. K. Gaylord. Lithium niobate : Summary of physical properties and crystal structure. *Appl. Phys. A.*, 37 :191–203, 1985.
- [60] A. S. Barker Jr. and R. Loudon. Dielectric properties and optical phonons in *linbo*<sub>3</sub>. *Phys. Rev*, 158(433), 1966.

- [61] G. E. Peterson, A. A. Ballman, P. V. Lenzo, and P. M. Bridenbaugh. Electro-optic properties of  $\text{linbo}_3$ . *Appl. Phys. Lett.*, 5(62), 1964.
- [62] Amaury Avoine. *Etude optique de cristaux photoniques : opales et cavités 2D*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011.
- [63] Sergio G. Leon-Saval, Alexander Argyros, and Joss Bland-Hawthorn. Photonic lanterns : a study of light propagation in multimode to single-mode converters. *Optics Express*, 18(8), 2010.
- [64] Lanlan Gu, Wei Jiang, Xiaonan Chen, Li Wang, , and Ray T. Chen. High speed silicon photonic crystal waveguide modulator for low voltage operation. *Appl. Phys. Lett.*, 90, 2007.
- [65] Bradley Schmidt, Qianfan Xu, Jagat Shakya, Sasikanth Manipatruni, and Michal Lipson. Compact electro-optic modulator on silicon-on-insulator substrates using cavities with ultra-small modal volumes. *Optics Express*, 2007.
- [66] M. Schmidt, M. Eich, U. Huebner, , and R. Boucher. Electro-optically tunable photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 87, 2005.
- [67] M. Roussey, M.-P. Bernal, N. Courjal, D. Van Labeke, and F. I. Baida. Electro-optic effect exaltation on lithium niobate photonic crystals due to slow photons. *Applied Physics Letters*, 89, 2006.
- [68] Yurii A. Vlasov, Martin O’Boyle, Hendrik F. Hamann, , and Sharee J. McNab. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides. *Nature*, 438, 2005.
- [69] S. Heidmann, O. Caballero, A. Nolot, M. Gineys, T. Moulin, A. Delboulbé, L. Jocou, J.-B. Le Bouquin, J.-P. Berger, , and G. Martin. Two telescopes abcd electro-optic beam combiner based on lithium niobate for near infrared stellar interferometry. In *Proceedings SPIE 8071*, 2011.
- [70] H.-K. Hsiao, K.A. Winick, J.D. Monnier, and J.-P. Berger. An infrared integrated optic astronomical beam combiner for stellar interferometry at  $3\text{-}4\mu\text{m}$ . *Optics Express*, 17(21) :18489–18500, 2009.
- [71] Michael Shao and David H. Staelin. Long- baseline optical interferometer for astrometry. *J. Opt. Soc. Am.*, 67 :81–86, 1977.
- [72] Jean-Michel Jonathan. Introduction à l’optique guidée et aux fibres optiques, cours de m1 & 2. Master’s thesis, Institut d’Optique - Graduate School, 2009.
- [73] N. Grossard, B. Pedron, J. Hauden, and H. Porte. Modulateur d’intensité  $\text{linbo}_3$  à fort taux d’extinction. In *JNOG ME7*, pages 110–112, 2007.
- [74] Akihiro Takagi, Kaname Jinguji, and Masao Kawachi. Wavelength characteristics of  $(2 \times 2)$  optical channel-type directional couplers with symmetric or nonsymmetric coupling structures. *Journal of Lightwave Technology*, 10(6), 1992.
- [75] N. Grossard, Jérme Hauden, and Henri Porte. Low-loss and stable integrated optical y-junction on lithium niobate modulators. In *ECIO*, 2007.
- [76] A. Rodenas, G. Martin, B. Arezki, N. D. Psaila, G. Jose, A. Jha, L. Labadie, P. Kern, A. K. Kar, and R. R. Thomson. Three-dimensional mid-infrared photonic circuits in chalcogenide glass. *Optics Letters*, 37(3) :392–394, 2012.

- [77] S. Heidmann, A. Delboulbé, T. Moulin, G. Ulliac, N. Courjal, and G. Martin. Active y-junctions in the mid-ir based on lithium niobate ti-diffused waveguides : Application to nulling interferometry. In Optical Society of America, editor, *CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest*, page JSIII2\_5, 2011.
- [78] L. Labadie, E. Le Coarer, R. Maurand, P. Labeye, P. Kern, B. Arezki, and J.-E. Broquin. Mid-infrared laser light nulling experiment using single-mode conductive waveguides. *A&A*, 471(1) :355–360, 2007.
- [79] L.A. D’Arcio, A. Karlsson, and P. Gondoin. Use of opd modulation techniques in nulling interferometry. In Wesley A. Traub, editor, *New Frontiers in Stellar Interferometry*, volume 5491, 2004.
- [80] F. Wang. Calculation of the electro-optical and nonlinear optical coefficients of ferroelectric materials from their linear properties. *Physical Review B*, 59(15) :9733–9736, 1999.
- [81] Daisuke Mori and Toshihiko Baba. Wideband and low dispersion slow light by chirped photonic crystal coupled waveguide. *Optics Express*, 13(23), 2005.
- [82] Daisuke Mori and Toshihiko Baba. Dispersion-controlled optical group delay device by chirped photonic crystal waveguides. *Applied Physics Letters*, 85(7), 2004.
- [83] N. Jovanovic, P. G. Tuthill, B. Norris, S. Gross, P. Stewart, N. Charles, S. Lacour, M. Ams, J. S. Lawrence, A. Lehmann, C. Niel, J. G. Robertson, G. D. Marshall, M. Ireland, A. Fuerbach, and M. J. Withford. Starlight demonstration of the dragonfly instrument : an integrated photonic pupil-remapping interferometer for high-contrast imaging. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427(1) :806–815, 2012.
- [84] Jérôme Hauden, Henri Porte, and Jean-Pierre Goedgebuer. Quasi-polarization-independent mach-zehnder. coherence modulator/demodulator integrated in z-propagating lithium niobate. *Journal of Quantum Electronics*, 30, 1994.
- [85] Nadège Courjal, Clément Guyot, Gwenn Ulliac, Hui-Hui Lu, Benattou Sadani, Fadi Baida, and Maria-Pilar Bernal. High aspect ratio linbo3 photonic crystals - toward 3d linbo3 micro and nano structures. In *ECIO (European Conference on Integrated Optics and Technical Exhibition) Proc.*, 2012.
- [86] Etienne Le Coarer, Sylvain Blaize, Pierre Benech, Ilan Stefanon, Alain Morand, Gilles Léron-del, Grégory Leblond, Pierre Kern, Jean Marc Fedeli, and Pascal Royer. Wavelength-scale stationary-wave integrated fourier-transform spectrometry. *Nature Photonics*, 1(8) :473–478, 2007.
- [87] E. le Coarer, L. G. Venancio, P. Kern, J. Ferrand, P. Puget, M. Ayraud, C. Bonneville, B. Demonte, A. Morand, J. Boussey, D. Barbier, S. Blaize, and T. Gonthiez. Swifts : On-chip very high spectral resolution spectrometer. In *ICSO 2010 - International Conference on Space Optics*, 2010.
- [88] J.-B. Le Bouquin, J.-P. Berger, B. Lazareff, G. Zins, P. Haguenauer, L. Jocou, P. Kern, R. Millan-Gabet, W. Traub, O. Absil, J.-C. Augereau, M. Benisty, N. Blind, X. Bonfils, P. Bourget, A. Delboulbe, P. Feautrier, M. Germain, P. Gitton, D. Gillier, M. Kiekebusch, J. Kluska,

- J. Knudstrup, P. Labeye, J.-L. Lizon, J.-L. Monin, Y. Magnard, F. Malbet, D. Maurel, F. Ménéard, M. Micallef, L. Michaud, G. Montagnier, S. Morel, T. Moulin, K. Perraut, D. Popovic, P. Rabou, S. Rochat, C. Rojas, F. Roussel, A. Roux, E. Stadler, S. Stefl, E. Tatulli, and N. Ventura. PIONIER : a 4-telescope visitor instrument at VLTI. *A&A*, 535 :A67, November 2011.
- [89] N. Blind, H. M. J. Boffin, J.-P. Berger, J.-B. Le Bouquin, A. Mérand, B. Lazareff, and G. Zins. An incisive look at the symbiotic star SS Leporis. Milli-arcsecond imaging with PIONIER/VLTI. *A&A*, 536 :A55, December 2011.





# Liste des symboles

*ALADDIN* Antarctic L-band Astrophysics Discovery Demonstrator for Interferometric Nulling

*AMBER* Agreement for the Astronomical Multi-Beam Recombiner

*AO* Adaptative Optics

*AOP* Amplificateur Opérationnel

*APE* Annealed Proton Exchange

*BALEINE* BALlon Expérimental pour Interférométrie aNnulante d'Exosystèmes

*BPM* Beam Propagation Method

*COROT* CONvection, ROTation et Transits planétaires

*E – ELT* European Extremely Large Telescope

*FDTD* Finite-Difference Time-Domain

*FIB* Focused Ion Beam

*FITE* Far Infrared Interferometric Experiment

*FTS* Fourier Transform Spectroscopy

*GENIE* Ground-based European Nulling Interferometer Experiment

*GTC* Gran Telescopio Canarias

*HARPS* High Accuracy Radial velocity Planet Searcher

*IPAG* Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble

*KIN* Keck Interferometer Nuller

*LAOG* Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble

*LBTI* Large Binocular Telescope Interferometer

*MISSE* Materials International Space Station Experiment

*NEAT* Nearby Earth Astrometric Telescope

*NIC* Nulling Infrared Camera

- NOMIC* Nulling Optimized Mid-Infrared Camera
- OPD* Optical Path Delay
- PC* Cristal Photonique
- PCs* Cristaux Photonique
- PE* Proton Exchange
- PERSEE* Pegase Experiment for Research and Stabilization of Extreme Exinctions
- PIONIER* Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment
- RSB* Rapport Signal sur Bruit
- SPHERE* Spectro Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch
- SWIFTS* Stationary-Wave Integrated Fourier Transform Spectrometry
- TE* Transverse Electrique
- TM* Transverse Magnétique
- TPF – I* Terrestrial Planet Finder Interferometer
- VLTI* Very Large Telescope Interferometer

# Table des figures

1.1	Nombre de planètes découvertes par année de découverte . . . . .	4
1.2	Illustration de l'efficacité de l'optique adaptative sur une imagerie directe de la surface solaire . . . . .	8
1.3	Distance angulaire des planètes détectée par imagerie en fonction de leur masse estimée	9
1.4	Photo de l'interféromètre Keck . . . . .	12
1.5	Photo de l'interféromètre LBTI . . . . .	13
1.6	Vue d'artiste de DARWIN/TPF-I dans sa solution finale . . . . .	14
1.7	Vue d'artiste de PÉGASE . . . . .	15
1.8	Vue d'artiste de FKSI . . . . .	15
1.9	Principe d'un interféromètre à deux télescopes - Échantillonnage dans le plan $(\vec{u}, \vec{v})$ .	16
1.10	Illustration de la détermination de caractéristiques géométriques d'une source par mesure de visibilité interférométrique . . . . .	18
1.11	Du plan focal au plan $(\vec{u}, \vec{v})$ pour un télescope mono-pupille . . . . .	19
1.12	Schéma de principe de l'interférométrie annulante . . . . .	21
1.13	Carte de transmission d'un interféromètre de base $B = 10m$ aligné sur un couple étoile/planète pour $\lambda = 3.5 \mu m$ . . . . .	22
1.14	Contributions des fuites stellaires géométriques au taux de réjection en fonction du diamètre angulaire de l'étoile et de la longueur d'onde . . . . .	23
1.15	Budget RSB de la mission PEGASE . . . . .	26
1.16	Exemple de spectre d'émission planétaire . . . . .	28
1.17	Flux étoile - planète/disque . . . . .	28
1.18	Effet du déséquilibre photométrique sur le taux de réjection d'un interféromètre annulant . . . . .	30
1.19	Interférogramme large bande : somme des contributions monochromatiques . . . . .	33
1.20	Simulation illustrant l'influence de la largeur spectrale de la source sur l'interférogramme . . . . .	34
1.21	Phase spectrale d'un interférogramme large bande pour différentes valeurs d'OPD . .	36
1.22	Simulation de l'effet des différents ordres de courbure de phase sur l'interférogramme large bande . . . . .	39
1.23	Simulation du contraste de la frange noire en fonction des paramètres de courbure de phase $a_2$ et $a_3$ . . . . .	40

1.24 Jeux de paramètres $a_2, a_3$ permettant d'obtenir un contraste d'au moins 40 dB par simulation . . . . .	40
1.25 Illustration du principe de filtrage spatial . . . . .	42
1.26 Illustration du principe de filtrage modal . . . . .	43
2.1 Coupe transversale d'un guide plan asymétrique . . . . .	47
2.2 Approche géométrique du guidage dans un guide plan symétrique . . . . .	48
2.3 Condition d'accord de phase dans un guide plan symétrique . . . . .	49
2.4 Transmission du Niobate de Lithium . . . . .	50
2.5 Profils verticaux d'indices typiques obtenus avec la technique de la diffusion de titane et de l'échange protonique . . . . .	53
2.6 Effet d'un champ électrique externe sur l'ellipsoïdes des indices du Niobate de Lithium	56
2.7 Structure cristalline du Niobate de Lithium . . . . .	57
2.8 Indices ordinaire et extraordinaire du Niobate de Lithium en fonction de la longueur d'onde . . . . .	58
2.9 Représentation de la coupe X-Cut du Niobate de Lithium . . . . .	59
2.10 Diagrammes de bande d'un miroir de Bragg symétrique . . . . .	60
2.11 Simulation BPM d'une injection en opposition de phase dans une jonction Y en lumière monochromatique @ 3.39 $\mu\text{m}$ . . . . .	63
2.12 Illustration d'un Mach-Zehnder actif . . . . .	64
2.13 Illustration d'un double Mach-Zehnder actif . . . . .	65
2.14 Géométrie et principe du couplage directionnel . . . . .	66
2.15 Effet de la constante de couplage sur la puissance linéique dans les bras d'un coupleur directionnel . . . . .	68
2.16 Coupleur directionnel ajustable . . . . .	70
2.17 Principe du 2TABCD . . . . .	70
2.18 Sorties du 2TABCD en fonction du déphasage entre les entrées . . . . .	71
3.1 Schéma optique du banc d'injection v.1 . . . . .	75
3.2 Schéma optique du banc d'injection v.2 . . . . .	77
3.3 Schéma de principe de l'utilisation de la séparatrice épaisse en ZnSe en mode séparatrice & déphaseur achromatique . . . . .	78
3.4 Montage de collimation de la source large bande . . . . .	80
3.5 Spectres d'émission de la source Corps Noir de type ampoule à filament en TE & TM	81
3.6 Exemple de calibration du banc à vide avec la source large bande et un trou de 30 $\mu\text{m}$ (avec et sans filtre L) . . . . .	82
3.7 Principe de la division de front d'onde par miroirs segmentés . . . . .	83
3.8 Photo du montage 3T . . . . .	83
3.9 Montage de la source Laser dans le montage v.3 . . . . .	84
3.10 Illustration du profil d'indice tel qu'il est défini dans BeamProp© . . . . .	87
3.11 Profils de diffusion horizontaux et verticaux testés en simulation BPM . . . . .	87
3.12 Figure de mérite de la série de simulations en TE pour le profil de mode horizontal .	88

3.13	Résultats des simulations de profils de modes . . . . .	89
3.14	Schéma d'un coupleur 50/50 tel que simulé en BPM . . . . .	89
3.15	Simulation BPM de coupleurs directionnels . . . . .	90
3.16	Puissance normalisée à la somme des deux bras en sortie du coupleur en fonction de l'écartement entre les guides couplés . . . . .	90
3.17	Schéma d'un coupleur asymétrique tel que simulé en BPM . . . . .	91
3.18	Détail d'une jonction Y . . . . .	93
3.19	Design d'une puce contenant plusieurs jonctions Y de rayons de courbure différents .	94
3.20	Design d'une puce contenant plusieurs Mach-Zehnders de rayons de courbure différents	95
3.21	Design d'une puce contenant cinq coupleurs 50/50 avec différents écartements entre les guides couplés . . . . .	96
3.22	Design d'une puce contenant quatre doubles Mach-Zehnders, de rayons de courbure variés . . . . .	97
3.23	Configuration d'un guide $Ti : LiNbO_3$ X-Cut et ses électrodes de contrôle . . . . .	98
3.24	Configuration d'une jonction Y $Ti : LiNbO_3$ X-Cut et ses électrodes de contrôle . . .	98
3.25	Principe du dépôt par Lift-Off . . . . .	100
3.26	Profils de modes en sortie de guide pour différentes valeurs de décalage de l'injection	103
3.27	Spectrométrie FTS d'un guide diff :Ti et observation d'un saut de mode . . . . .	103
3.28	Pertes linéïques en TE pour différentes largeurs de guide . . . . .	105
3.29	Pertes linéïques en TM pour différentes largeurs de guide . . . . .	105
3.30	Pertes par cut-back en TE et TM pour les guides diff :Ti . . . . .	106
3.31	Principe de la mesure de pertes par double paquet . . . . .	107
3.32	Résultat brut de la mesure de pertes par double paquet . . . . .	108
3.33	Image prise au microscope des derniers guides diff :Ti . . . . .	108
3.34	Recombineurs 3T 3D réalisés par photoinscription . . . . .	109
4.1	Schéma d'une jonction Y passive . . . . .	112
4.2	Interférogrammes large bande TE & TM obtenus avec des jonctions passives de largeur 12 $\mu m$ . . . . .	114
4.3	Contraste des franges et RSB en fonction de la largeur des guides . . . . .	115
4.4	Schéma d'une jonction Y active "première génération" . . . . .	116
4.5	Franges d'interférence obtenues par modulation externe en monochromatique (TE et TM) avec une jonction Y diff :Ti passive . . . . .	116
4.6	Premières mesures de l'efficacité électro-optique en monochromatique avec des jonctions Y actives . . . . .	117
4.7	Effet du déséquilibre photométrique sur l'intensité de la frange noire/brillante . . . .	119
4.8	Schéma fonctionnel du double Mach-Zehnder actif . . . . .	119
4.9	Boucle de mesure par minimisation de la frange noire en monochromatique . . . . .	120
4.10	Asservissement par modulation du fond d'une frange : effet du décentrage . . . . .	121
4.11	Asservissement par modulation du fond d'une frange : mise en œuvre . . . . .	122
4.12	Schéma bloc de la boucle d'asservissement du suiveur de frange . . . . .	122
4.13	Amplitude du signal d'erreur (f) en fonction de l'amplitude de la perturbation . . . .	123

4.14	Schéma électrique partiel de la boucle d'asservissement . . . . .	124
4.15	Schéma électrique partiel de l'amplificateur HT réalisé à l'IPAG . . . . .	125
4.16	Montage expérimental pour la mesure de lockin . . . . .	127
4.17	Suiveur de frange : performances fréquentielles . . . . .	127
4.18	Taux d'extinction du double Mach-Zehnder en monochromatique . . . . .	129
4.19	Interférogramme large bande (filtre L 3.2-3.7 $\mu\text{m}$ ) obtenu avec le double Mach-Zehnder	129
4.20	Mesure de l'efficacité électro-optique des nouveaux composants . . . . .	130
4.21	Franges large bande en modulation d'OPD externe & onChip . . . . .	132
4.22	Superpositions des interférogrammes obtenus par modulation d'OPD externe & onChip	132
4.23	Modélisation de l'interférogramme obtenu par modulation d'OPD externe . . . . .	133
4.24	Modèle de modulation d'OPD interne sans dispersion . . . . .	134
4.25	Modèle de modulation d'OPD interne avec dispersion chromatique de l'effet électro-optique . . . . .	135
4.26	Ajustement de la dépendance chromatique de l'effet électro-optique . . . . .	136
4.27	Franges obtenues par modulation onChip & modèle ajusté . . . . .	136
4.28	Effet de l'ajustement du modèle de modulation électro-optique sur la phase de l'interférogramme large bande . . . . .	137
4.29	Effet d'une tension continue sur le paquet de franges . . . . .	138
4.30	Modèles de dispersion électro-optique . . . . .	139
4.31	Effet d'une tension continue sur la phase au centre du paquet de franges . . . . .	139
4.32	Confirmation du modèle polynômial $r_{33}(\lambda)$ avec le paquet de franges scanné <i>onChip</i>	140
4.33	Schéma du coupleur directionnel testé . . . . .	141
4.34	Variation du taux de couplage onChip . . . . .	142
5.1	Illustration fonctionnelle d'un PC gravé dans un guide diffusion de titane . . . . .	146
5.2	Schéma de la maille du réseau carré de trous proposé par Nadège Courjal . . . . .	147
5.3	Diagramme de bande de la structure PCs proposée par Nadège Courjal pour l'exaltation de l'effet électro-optique . . . . .	147
5.4	Modélisation de la transmission du PC proposé par Nadège Courjal & modulation par un champ électrique externe . . . . .	148
5.5	Calcul numérique de l'exaltation électro-optique par le PC . . . . .	149
5.6	Image MEB des PCs réalisés à FEMTO-ST par Gwenn Ulliac . . . . .	150
5.7	Simulation BPM du mode guidé : mauvaise interaction avec le PC . . . . .	150
5.8	Principe de l'asservissement PID . . . . .	151
5.9	Illustration du virage en sortie de jonction Y afin de se débarrasser d'une partie du flux parasite . . . . .	153
5.10	Principe de fonctionnement de SWIFTS . . . . .	156
5.11	Principe détaillé du fonctionnement de SWIFTS . . . . .	157
5.12	Principe du multiplexage pour le sur-échantillonnage des franges avec SWIFTS . . .	157
5.13	Illustration d'un plot diffusant placé dans le champ évanescent d'un guide d'onde . .	158
5.14	Image des plots d'or diffusants placés en surface d'une guide diffusion de titane . . .	158

---

5.15 Profil partiel d'intensité de l'onde stationnaire @3.39 $\mu\text{m}$ échantillonnée par les plots d'or . . . . .	159
5.16 Profil complet d'intensité de l'onde stationnaire @3.39 $\mu\text{m}$ échantillonnée par les plots d'or . . . . .	160
5.17 Images des sillons gravés par FIB à FEMTO-ST par Gwenn Ulliac . . . . .	161
5.18 Diffusion de la lumière @ 3.39 $\mu\text{m}$ par des sillons gravés en surface d'une guide diff :Ti161	





# Liste des tableaux

1.1	Liste des interféromètres longue base en service dans le monde . . . . .	20
1.2	Contraintes instrumentales pour obtenir un taux de réjection de $10^6$ à $10\text{ }\mu\text{m}$ pour différentes méthodes de filtrage . . . . .	43
3.1	Caractéristiques du laser HeNe . . . . .	75
3.2	Caractéristiques de la caméra FLIR. . . . .	76
3.3	Résumé de l'étude réalisée par Laurent Jocou du meilleur compromis pour la lentille d'injection . . . . .	84
3.4	Caractéristiques géométriques des jonctions Y . . . . .	93
4.1	Valeurs issues de la modélisation de la dispersion d'ordres 2 et 3 de l'effet Pockels . .	140